



Dietmar Wagner, BSc

Qualitative Untersuchungen von abschirmenden Strukturen mittels FEM

MASTERARBEIT

zur Erlangung des Akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Masterstudium: Elektrotechnik

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Betreuer Dipl.-Ing. Dr.techn. Thomas Bauernfeind

Co-Betreuer Dipl.-Ing. BSc BSc Paul Baumgartner

Institut für Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik

Graz, am 16. Juli 2020

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Datum

Unterschrift

1 Kurzfassung

Die elektromagnetische Verträglichkeit bzw. die Störsicherheit von elektrischen Schaltungen ist auf Grund der steigenden Miniaturisierung von elektronischen Geräten ein immer wichtigeres Thema. Elemente und Bauteile in den Schaltungen welche parasitär oder gewollt strahlen sollen dabei benachbarte Baugruppen oder Elemente in ihrer Wirkungsweise nicht beeinflussen. Um diese Baugruppen zu schützen werden oft leitende Strukturen zur Abschirmung verwendet. In dieser Arbeit sollen anhand einfacher Modelle qualitative Aussagen über das Abschirmverhalten einer Metallplatte mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente getroffen werden. Die Platte wird dabei um eine $\lambda/2$ -Dipolantenne, welche als Strahlungsquelle dient, platziert. Es sollen dabei qualitative Aussagen anhand der resultierenden Feldverteilung sowie aus den berechneten Kenngrößen über die auftretenden Effekte getroffen werden. Dabei werden verschiedene Geometrieparameter der Abschirmstruktur variiert, um die unterschiedlichen Einflüsse zu untersuchen. Für die Modellierung von leitenden Strukturen können unter anderem perfekte elektrische Leiter, so genannte PECs, verwendet werden. Anhand einiger Simulationsmodelle soll zusätzlich noch gezeigt werden, wie sich die Materialparameter der Platte auswirken und welche Vor- bzw. Nachteile sich durch die Verwendung von PECs ergeben. Anhand der Simulationsmodelle und den berechneten Kenngrößen ließen sich Resonanzeffekte identifizieren. Ebenso konnten qualitative Aussagen über das Abschirmverhalten sowie die beobachteten Effekte getroffen werden.

2 Abstract

Due to the increasing miniaturization of electronic devices, electromagnetic compatibility is an increasingly important topic. Elements and components in circuits should not influence the way in which neighboring assemblies or elements work. To protect these modules from electromagnetic radiation, conductive structures are often used for shielding. In this thesis, qualitative statements about the shielding behavior of a metal plate are to be made by using simple models applying the finite element method. The plate is placed around an half-wave dipole antenna, which is used as a radiation source. Based on the resulting field distribution and the calculated characteristic parameters such as radiated power, radiation intensity etc. qualitative statements should be made about the occurring effects. Several geometry parameters of the shielding structure are varied in order to investigate the different influences. Perfect electric conductors, so-called PECs, can be used for modeling conductive structures. With the help of simulation models it should be shown how the material parameters of the plate effects the field distribution and which advantages or disadvantages result by the use of PECs. As a finding, resonance effects could be identified from the simulation models and the calculated parameters. It was also possible to make qualitative statements about the shielding behavior and the observed effects.

Inhaltsverzeichnis

1	Kurzfassung	II
2	Abstract	III
3	Nomenklatur	VIII
4	Theorie	1
4.1	A,V-Formulierung für die Lösung von Wellenproblemen mittels FEM	1
4.1.1	Randbedingungen	3
4.1.2	Herleitung der Ritz-Galerkinschen Gleichungen	5
4.2	Hohlleiter	7
4.2.1	Allgemein	7
4.2.2	Rechteckhohlleiter	8
4.2.3	Hohlraumresonator	11
4.3	Abschirmung	11
5	Untersuchungen mit Abschirmplatte	15
5.1	Basismodell - Dipolantenne	15
5.1.1	Modellaufbau	15
5.1.2	Ergebnisse	17
5.2	Variation der Plattenhöhe	21
5.2.1	Allgemeine Beschreibung	21
5.2.2	Ergebnisse	22
5.3	Variation der Plattendicke	35
5.3.1	Allgemeine Beschreibung	35
5.3.2	Ergebnisse	35
5.4	PEC - Perfect Electric Conductor	39
5.4.1	Allgemeine Beschreibung	39
5.4.2	Ergebnisse	39
5.5	Variation der Plattenposition	44
5.5.1	Allgemeine Beschreibung	44
5.5.2	Ergebnisse	44
5.6	Auswirkungen von Schlitzten	53
5.6.1	Allgemeine Beschreibung	53
5.6.2	Ergebnisse	53
5.7	Vergleiche und Diskussion	62
6	Resonatoreffkte	64
6.1	Allgemeine Beschreibung	64
6.2	Ergebnisse	64
7	Diskussion und Ausblick	73

Abbildungsverzeichnis

1	Skizze eines Rechteckhohlleiters.	8
2	Kopplung zwischen Störquelle und Störsenke.	12
3	Einfallende Welle trifft auf Abschirmung.	13
4	Vollständiges Problemgebiet des Basismodells sowie Gittermodell für die FEM Simulation.	15
5	Geometrie der verwendeten Dipolantenne für die Simulationen sowie eine Detailansicht der Anregung.	17
6	Betrag des \mathbf{E} -Felds für das Basismodell der Dipolantenne.	17
7	Richtcharakteristik eines $\lambda/2$ -Dipols des Basismodells.	18
8	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Dipolantenne.	18
9	Betrag des \mathbf{E} -Felds für das Basismodell Dipolantenne entlang der x-Achse (links) und z-Achse (rechts).	19
10	Vollständige Geometrie der Problemstellung mit der in y/z-Ebene eingefügte Metallplatte.	21
11	Gittermodell für die Simulation sowie die in y/z-Ebene eingefügte Metallplatte (gelb).	21
12	Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall Platte mit der Höhe $l_z = 0.58 m$	23
13	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Oberfläche der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$	24
14	Richtcharakteristik der Dipolantenne nach einbringen der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$	25
15	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor der Metallplatte auf der dem Dipol zugewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$	25
16	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm nach der Metallplatte auf der dem Dipol abgewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$	26
17	Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$ dar.	26
18	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Oberfläche der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$	27
19	Richtcharakteristik der Dipolantenne nach einbringen der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$	28
20	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor der Metallplatte auf der dem Dipol zugewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$	28
21	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1mm nach der Metallplatte auf der dem Dipol abgewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$	29
22	Betrag des \mathbf{E} -Felds dar für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$	29
23	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Oberfläche der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$	30
24	Richtcharakteristik der Dipolantenne nach einbringen der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$	31
25	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor der Metallplatte auf der dem Dipol zugewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$	31
26	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm nach der Metallplatte auf der dem Dipol abgewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$	32
27	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse für alle drei Variationen der Plattenhöhe.	32
28	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) und z-Achse (rechts) für alle drei Variationen der Plattenhöhe.	33
29	Betrag des \mathbf{E} -Felds mit einem Phasenwinkel $\varphi = 0^\circ$ für die drei verschiedenen Plattenstärken.	35

30	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} entlang der Plattenoberfläche bei einem Phasenwinkel $\varphi = 0^\circ$ für verschiedenen Plattendicken.	36
31	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse vor der Platte auf der Antenne zugewandten Seite (links) hinter der Platte (rechts) für verschiedenen Plattendicken.	37
32	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) und z-Achse (rechts) für die verschiedenen Plattendicken.	37
33	Vergleich der Beträge des \mathbf{E} -Felds der simulierten Modelle mit PECs.	40
34	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse vor der Platte auf der Antenne zugewandten Seite (links) hinter der Platte (rechts) für die Simulation mit PEC.	41
35	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) sowie entlang der z-Achse (rechts) für die Simulation mit PEC.	41
36	Betrag des \mathbf{H} -Felds unmittelbar um die Platte, links dargestellt das Modell mit PEC und rechts das Modell mit der Metallplatte.	42
37	Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Plattenposition an der Stelle $ \mathbf{E} _{max}$	45
38	Stromdichte \mathbf{J} auf der Platte für die Plattenposition an der Stelle $ \mathbf{E} _{max}$	46
39	Resultierende Richtcharakteristik für den Fall Plattenposition an der Stelle $ \mathbf{E} _{max}$	47
40	Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Plattenposition an der Stelle $ \mathbf{E} _{min}$	47
41	Stromdichte \mathbf{J} auf der Platte für die Plattenposition an der Stelle $ \mathbf{E} _{min}$	48
42	Resultierende Richtcharakteristik für den Fall Plattenposition an der Stelle $ \mathbf{E} _{min}$	49
43	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche auf der Dipolantenne zugewandten Seite. Plattenposition bei $ \mathbf{E} _{max}$ (links) und $ \mathbf{E} _{min}$ (rechts).	49
44	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche auf der Dipolantenne abgewandten Seite. Plattenposition bei $ \mathbf{E} _{max}$ (links) und $ \mathbf{E} _{min}$ (rechts).	49
45	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse für beide Fälle.	50
46	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) und z-Achse (rechts) für beide Fälle.	50
47	Betrag des \mathbf{E} -Felds durch Superposition der Simulationsergebnisse für die Variation der Plattenposition.	51
48	Geometrie der Platte mit Detailansicht des vertikalen Schlitzes.	53
49	Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall Platte mit vertikalem Schlitz.	54
50	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Plattenoberfläche dar für den Fall vertikaler Schlitz in der Platte.	55
51	Richtcharakteristik des Simulationsmodells Platte mit vertikalem Schlitz.	56
52	Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall mit horizontal angeordnetem Schlitz in der Platte.	57
53	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für den Fall horizontal eingebrachter Schlitz auf der Platte dar.	58
54	Richtcharakteristik des Simulationsmodells Platte mit horizontalem Schlitz.	59
55	Verlauf von $ \mathbf{E} $ entlang einer Fläche 1 mm vor der Platte auf der Dipolantenne zugewandten Seite für den Fall Metallplatte mit Schlitz.	59
56	Verlauf von $ \mathbf{E} $ entlang einer Fläche 1 mm nach der Platte auf der Dipolantenne abgewandten Seite für den Fall Metallplatte mit Schlitz.	60
57	Verlauf von $ \mathbf{E} $ entlang der x-Achse. Vor der Platte (links) und nach der Platte (rechts).	60
58	Verlauf von $ \mathbf{E} $ entlang der y-Achse (links) und der z-Achse (rechts).	61
59	Vergleicht den Betrag des \mathbf{E} -Felds für ausgewählte Modell entlang der x-Achse im abgeschirmten Bereich der Platte.	62
60	Überlagerung der Simulationsergebnisse zur Visualisierung der Schlitzantenne.	63
61	Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Frequenz $f_{res,1}$	65
62	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für die Frequenz $f_{res,1}$	66
63	Richtcharakteristik für die Frequenz $f_{res,1}$	67

64	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor und nach der Metallplatte für die Frequenz $f_{res,1}$.	67
65	Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Frequenz $f_{res,2}$.	68
66	Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für die Frequenz $f_{res,2}$.	69
67	Richtcharakteristik für die Frequenz $f_{res,2}$.	70
68	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor und nach der Metallplatte für die Frequenz $f_{res,2}$.	70
69	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse vor und nach der Metallplatte für die Resonanzfrequenzen.	71
70	Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) und der z-Achse (rechts) für die Resonanzfrequenzen.	72

3 Nomenklatur

Symbol	Einheit	Definition	Beschreibung
H	$\frac{A}{m}$		Magnetische Erregung
J	$\frac{A}{m^2}$		Stromdichte
D	$\frac{As}{m^2}$		Elektrische Flussdichte
E	$\frac{V}{m}$		Elektrische Feldstärke
B	$\frac{Vs}{m^2}$		Magnetische Flussdichte
A	$\frac{Vs}{m}$		Magnetisches Vektorpotential
F	$\frac{As}{m}$		Elektrisches Vektorpotential
ρ	$\frac{As}{m^3}$		Raumladungsdichte
ω	$\frac{rad}{s}$		Kreisfrequenz
ε	$\frac{As}{Vm}$		Permittivität
μ	$\frac{Vm}{Am}$		Permeabilität
γ	$\frac{A}{Vm}$		Elektrische Leitfähigkeit
V	V		Elektrisches Skalarpotential
f	$\frac{1}{s}$		Frequenz
λ	m		Wellenlänge
β	$\frac{1}{m}$		Phasenkonstante
Z_0	Ω	$\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$	Feldwellenwiderstand des Vakuums
$U(\theta, \phi)$	$\frac{W}{4\pi sr}$		Strahlungsintensität
P_{rad}	W		Strahlungsleistung
$D(\theta, \phi)$	1		Richtcharakteristik

4 Theorie

4.1 A,V-Formulierung für die Lösung von Wellenproblemen mittels FEM

Die Maxwell-Gleichungen für zeitharmonische Größen können wie folgt angeschrieben werden:

$$\mathit{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + j\omega\mathbf{D} \quad (1)$$

$$\mathit{rot}\mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B} \quad (2)$$

$$\mathit{div}\mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

$$\mathit{div}\mathbf{D} = \rho \quad (4)$$

Weiters gelten die Materialbeziehungen für die Berücksichtigung von linearen, zeitinvarianten und isotropen Materialien:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \text{ und } \mathbf{J} = \gamma\mathbf{E}. \quad (5)$$

Mithilfe dieses Sets an Gleichungen können alle gängigen elektromagnetischen Problemstellungen mit obiger Materialeinschränkung, im Speziellen auch Wellenausbreitungsprobleme beschrieben werden.

Aufgrund von (3) und der Identität $\mathit{div}(\mathit{rot}(\mathbf{F})) = 0$ (für beliebige Vektorfelder \mathbf{F}) kann das magnetische Vektorpotential nach

$$\mathbf{B} = \mathit{rot}\mathbf{A} \quad (6)$$

eingeführt werden. Eingesetzt in Gleichung (2) folgt:

$$\mathit{rot}\mathbf{E} = -j\omega \mathit{rot}\mathbf{A}, \quad (7)$$

$$\mathit{rot}(\mathbf{E} + j\omega\mathbf{A}) = \mathbf{0}. \quad (8)$$

Wirbelfreie Vektorfelder wie jenes in Gleichung (8) können aufgrund der Identität $\mathit{rot}(\mathit{grad}(f)) = 0$ für beliebige Skalarfelder f als Gradient eines Skalarpotentials V dargestellt werden. Daher kann der in Klammern stehende Ausdruck aus Gleichung (8) durch

$$\mathbf{E} + j\omega\mathbf{A} = -\mathit{grad}V \quad (9)$$

$$\mathbf{E} = -\mathit{grad}V - j\omega\mathbf{A} \quad (10)$$

ausgedrückt werden.

Der Durchflutungssatz aus Gleichung (1) kann mit dem Vektorpotential \mathbf{A} und unter Verwendung der Materialgleichungen aus (5) ebenfalls neu angeschrieben werden:

$$\mathit{rot}\left(\frac{1}{\mu}\mathit{rot}\mathbf{A}\right) = \gamma\mathbf{E} + j\omega\varepsilon\mathbf{E} = \mathbf{J}_{tot}. \quad (11)$$

Wobei \mathbf{J}_{tot} die totale Stromdichte für zeitharmonische Betrachtungen darstellt.

$$rot \left(\frac{1}{\mu} rot \mathbf{A} \right) = (\gamma + j\omega\varepsilon) \mathbf{E} \quad (12)$$

Der Klammerausdruck auf der rechten Seite der Gleichung kann zur komplexen Leitfähigkeit $\sigma_c = \gamma + j\omega\varepsilon$ zusammengefasst werden.

$$rot \left(\frac{1}{\mu} rot \mathbf{A} \right) = \sigma_c \mathbf{E}. \quad (13)$$

Verwendet man den in Gleichung (10) angegebene Ausdruck für das elektrische Feld \mathbf{E} folgt:

$$rot \left(\frac{1}{\mu} rot \mathbf{A} \right) = \sigma_c (-grad V - j\omega \mathbf{A}). \quad (14)$$

Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wird aus Symmetriegründen das Skalarpotential V durch die zeitliche Ableitung eines modifizierten Skalarpotentials ν im zeitharmonischen Fall nach [3] wie folgt ausgedrückt:

$$V = j\omega\nu. \quad (15)$$

Diesen Ausdruck in Gleichung (14) eingesetzt ergibt

$$rot \left(\frac{1}{\mu} rot \mathbf{A} \right) = -j\omega\sigma_c (grad\nu + \mathbf{A}), \quad (16)$$

$$rot \left(\frac{1}{\mu} rot \mathbf{A} \right) + j\omega\sigma_c (grad\nu + \mathbf{A}) = \mathbf{0}. \quad (17)$$

Das stellt eine vektorielle Gleichung für das magnetische Vektorpotential \mathbf{A} und das Skalarpotential ν dar.

Mit Hilfe des Kontinuitätsgesetz $div \mathbf{J} = 0$ kann eine weitere skalare Differentialgleichung gefunden werden:

$$div(\mathbf{J}_{tot}) = div(\sigma_c \mathbf{E}) = 0. \quad (18)$$

Setzt man den Ausdruck für das elektrische Feld \mathbf{E} aus Gleichung (10) in Gleichung (18) ein, ergibt sich:

$$-j\omega div(\sigma_c(\mathbf{A} + grad\nu)) = 0. \quad (19)$$

Mit den Gleichungen (17) und (19) hat man für das magnetische Vektorpotenzial \mathbf{A} eine vektorielle und für das Skalarpotenzial ν eine skalare Differentialgleichung für die vier unbekanntenen Komponenten gefunden. Somit lautet das Randwertproblem wie folgt:

$$rot \left(\frac{1}{\mu} rot \mathbf{A} \right) + j\omega\sigma_c (grad\nu + \mathbf{A}) = \mathbf{0}, \quad (20)$$

$$-j\omega div(\sigma_c(\mathbf{A} + grad\nu)) = 0. \quad (21)$$

Mit den Randbedingungen [3]:

$$\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{K} \text{ und } \mathbf{n} \cdot (-j\omega\sigma_c \mathbf{A} - j\omega\sigma_c \operatorname{grad} \nu) = 0 \text{ auf } \Gamma_H, \quad (22)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{A} = \mathbf{0} \text{ und } \nu = \text{konst.} = \nu_0 \text{ auf } \Gamma_E. \quad (23)$$

Wobei hier Γ_E als Dirichletscher Rand und Γ_H als Neumannscher Rand bezeichnet wird. Die Differentialgleichungen mit den Randbedingungen wird als starke Form der Differentialgleichung bezeichnet.

Weiters soll hier erwähnt werden, dass das Vektorpotential \mathbf{A} ungeeicht bleibt d.h. die Divergenz von \mathbf{A} ist nicht definiert, wodurch das Randwertproblem \mathbf{A} nicht eindeutig bestimmt ist.

Eine in EleFAnT3D verwendete Möglichkeit zu Eichung ist die sogenannte Baumeichung, auf welche hier nicht genauer eingegangen wird [3].

4.1.1 Randbedingungen

Die hier verwendeten Randbedingungen können in drei Gruppen eingeteilt werden:

- Randbedingungen an Symmetrieflächen
- Absorbing Boundary Conditions (ABC)
- spezielle Randbedingungen zur Modellierung

Symmetrieflächen

Aufgrund des Modellaufbaus ergeben sich gewisse Symmetrieflächen für die magnetischen und elektrischen Feldgrößen. Diese Symmetrien können ausgenutzt werden um den zu simulierenden Modellbereich zu verkleinern und damit Rechenleistung einzusparen.

Für das magnetische Feld stellen für die betrachteten Problemstellungen die x/z- sowie die y/z-Ebene bzw. für das elektrische Feld die x/y-Ebene eine Symmetrieebene dar.

An diesen Flächen kann durch Vorgabe der Tangentialkomponente das Verhalten der Feldgrößen beschrieben werden:

Für das elektrische Feld gilt:

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \text{ auf } \Gamma_E \quad (24)$$

und für das magnetische Feld:

$$\mathbf{H} \times \mathbf{n} = \mathbf{K} \text{ auf } \Gamma_H. \quad (25)$$

\mathbf{K} stellt hier eine Oberflächenstromdichte dar und ist im Fall einer magnetischen Symmetrieebene gleich Null.

ABC - Absorbing Boundary Condition

Das Problem bei der Finiten-Element Berechnung ist, dass es für Wellenprobleme nicht möglich ist elektrische und magnetische Randbedingungen entlang des fernen Randes anzugeben, da dies zu unphysikalischen Reflexionen führen würde. Die Idee bei den Absorbing Boundary Conditions ist es, am fernen Rand die Sommerfeldsche Strahlungsbedingung [6] für Wellen im Fernfeld in die Formulierung mittels Randterme einzubauen.

Um das zu erreichen nimmt man an, dass jeder Punkt am fernen Rand Γ_{far} durch eine lokale ebene Welle, welche sich in \mathbf{n} ausbreitet beschrieben werden kann. Dabei muss gewährleistet

sein, dass man sich im Fernfeld befindet, also genügend Abstand zu den Strahlungsquellen hat und \mathbf{E} und \mathbf{H} als Folge orthogonal aufeinander stehen und sich im Betrag um den Faktor Z_0 , der Wellenimpedanz des Vakuums, unterscheiden.

Somit gelten laut [3] folgende Zusammenhänge für ebenen Wellen:

$$(\mathbf{H} \times \mathbf{n}) = Y_0 \mathbf{E}_t \text{ sowie } (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) = Z_0 \mathbf{H}_t \quad (26)$$

mit $Y_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$ und $Z_0 = \frac{1}{Y_0}$

Durch umformen der linken Gleichung aus (26) und mit $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}$ sowie die oben gefundene Beziehung für $\mathbf{E} = -j\omega(\mathbf{A} + \text{grad}\nu)$ erhält man

$$\left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{n} \right) + j\omega Y_0 (\mathbf{A}_t + \text{grad}\nu) = \mathbf{0}. \quad (27)$$

Setzt man $\nu = 0$ auf Γ_{far} erhält man die ABC erster Ordnung

$$\left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{n} \right) + j\omega Y_0 \mathbf{A}_t = \mathbf{0}, \quad (28)$$

welche in weiterer Folge in die schwache Form der Differentialgleichung eingebaut werden kann.

Spezielle Randbedingungen zur Modellierung

Spezielle Dirichlet Randbedingungen können in der FEM dazu verwendet werden, entlang ausgewählter Elemente definierte Randbedingungen vorzugeben. Dies kann zur Modellierung der Anregung oder für perfekte elektrische Leiter (PEC) verwendet werden. Ganz allgemein berechnet sich die Spannung zu:

$$U = \int_l \mathbf{E} ds = \int_l -(j\omega \mathbf{A} + \text{grad}V) ds. \quad (29)$$

Da die Normalkomponente von \mathbf{A} immer orthogonal zum Integrationsweg steht liefert nur die Tangentialkomponente einen Anteil. Setzt man $V = j\omega\nu = 0$ und lässt A_t entlang der zu integrierenden Kanten konstant folgt:

$$U = j\omega A_t l, \quad (30)$$

$$A_t = \frac{U}{j\omega l}. \quad (31)$$

Die Vorgabe der Potentialwerte entspricht einer zusätzlichen Dirichletschen Randbedingung.

Für PECs gilt für die Spannung $U = 0$ daraus folgt $A_t = 0$.

4.1.2 Herleitung der Ritz-Galerkinschen Gleichungen

Allgemein

Unter der Verwendung der Ritz-Galerkin Methode laut [8] soll für folgende allgemeine Differentialgleichung

$$\nabla u = f \quad (32)$$

eine Näherungslösung gefunden werden. Dafür wird mit Hilfe der Lagrangschen Ansatzfunktionen φ_i und der frei wählbaren Parameter u_i die Funktion mittels

$$u \approx u_h = \sum_{i=1}^N u_i \varphi_i \quad (33)$$

approximiert.

Durch das Einsetzen des gewählten Ansatzes aus (33) in Gleichung (32) und umformen folgt:

$$R = \nabla \left(\sum_{i=1}^N u_i \varphi_i \right) - f. \quad (34)$$

Wobei R das Residuum, also die Abweichung der Näherungslösung von der tatsächlichen Lösung durch die gewählten Ansatzfunktion, darstellt. Die Idee dahinter ist, dass Residuum, also den Fehler, mit Hilfe von Gewichtungsfunktionen so zu gewichten, dass der Gesamtfehler zu null wird. Für die Methode der gewichteten Residuen wird das Residuum mit einer beliebigen Gewichtsfunktion w_j multipliziert und für Gleichung (34) folgt:

$$R w_j = \nabla \left(\sum_{i=1}^N u_i \varphi_i \right) w_j - f w_j = 0. \quad (35)$$

Integriert man über das Volumen Ω ergibt sich das Gleichungssystem zu:

$$\sum_{i=1}^N u_i \int_{\Omega} \nabla(\varphi_i) w_j d\Omega - \int_{\Omega} f w_j d\Omega = 0 \quad (36)$$

mit $j=1,2,\dots,N$

und man erhält ein Gleichungssystem mit N Gleichungen für N Unbekannte u_i .

Mit diesem allgemeinen linearen Gleichungssystem können die Unbekannte u_i bestimmt werden.

Bei der Galerkin Methode sind die Gewichtsfunktionen gleich der Ansatzfunktionen d.h. es gilt $w_j = \varphi_j$.

A,V Formulierung mit Hilfe der Ritz-Galerkin Methode

Für die A,V-Formulierung lauten die Ansätze für die Näherungslösung von \mathbf{A} und ν :

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{A}_n = \mathbf{A}_D + \sum_{j=1}^{n_1} A_j \mathbf{N}_j \quad (37)$$

$$\nu \approx \nu_n = \nu_D + \sum_{j=1}^{n_2} \nu_j N_j \quad (38)$$

Die Funktionen \mathbf{N}_j mit $j = 1, 2, \dots, n_1$ stellen die Kantenformfunktionen dar und N_j mit $j = 1, 2, \dots, n_2$ stellen die Knotenformfunktionen dar. Wobei \mathbf{A}_D und ν_D die inhomogenen Dirichletschen Randbedingungen erfüllen.

Setzt man die Ansätze aus (37), (38) in die Differentialgleichung aus (20) ein integriert über das Volumen und gewichtet die Integranden mit den Kanten und Knotenformfunktionen laut der Methode nach Galerkin folgt:

$$0 = \int_{\Omega} \mathbf{N}_i \cdot \left(\text{rot} \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n \right) d\Omega + \int_{\Omega} j\omega \sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) \cdot \mathbf{N}_i d\Omega. \quad (39)$$

Mittels Vektorbeziehung $\mathbf{N}_i \cdot (\text{rot} \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n) = \text{rot} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n + \text{div}(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n \times \mathbf{N}_i)$ kann (39) umgeschrieben werden in

$$0 = \int_{\Omega} \text{rot} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n d\Omega + \int_{\Omega} \text{div} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n \times \mathbf{N}_i \right) d\Omega + \int_{\Omega} j\omega \sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) \cdot \mathbf{N}_i d\Omega. \quad (40)$$

Durch Anwendung des Gaußschen Integralsatz folgt [5]:

$$0 = \int_{\Omega} \text{rot} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n d\Omega + \oint_{\Gamma} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n \times \mathbf{N}_i \right) \cdot \mathbf{n} d\Gamma + \int_{\Omega} j\omega \sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) \cdot \mathbf{N}_i d\Omega. \quad (41)$$

Wobei sich der Rand des Volumens Ω aus $\Gamma = \Gamma_E + \Gamma_H$ zusammensetzt. Die Funktion \mathbf{N}_i ist beliebig wählbar und kann daher entlang von Γ_E null gesetzt werden. Dadurch bleibt nur noch Γ_H für das Integral übrig und mit der Anwendung der Vektoridentität $(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{C} = (\mathbf{C} \times \mathbf{A}) \cdot \mathbf{B}$ folgt:

$$0 = \int_{\Omega} \text{rot} \mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n d\Omega + \int_{\Gamma_H} \left(\mathbf{n} \times \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}_n \right) \cdot \mathbf{N}_i d\Gamma + \int_{\Omega} j\omega \sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) \cdot \mathbf{N}_i d\Omega. \quad (42)$$

Für das Oberflächenintegral kann der Neumannsche Rand \mathbf{K} eingesetzt werden. Da für unsere Problemstellung dieser immer $\mathbf{0}$ ist, fällt dieser Term weg.

Mit Hilfe der gewählten Ansätze (37), (38) folgt für die Kontinuitätsgleichung (21) nach der Galerkin-Methode durch Gewichtung und Integration über das Volumen:

$$0 = \int_{\Omega} -j\omega \text{div}[\sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n)] N_i d\Omega. \quad (43)$$

Das Integral kann mit Hilfe der Kettenregel umgeschrieben werden zu:

$$0 = -j\omega \int_{\Omega} \text{div}[\sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) N_i] d\Omega + j\omega \int_{\Omega} \sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) \cdot \text{grad} N_i d\Omega. \quad (44)$$

Die Divergenz kann wieder mit dem Gaußscher Integralsatz in ein Oberflächenintegral überführt werden, wobei wieder gilt $\Gamma = \Gamma_E + \Gamma_H$ und $N_i = 0$ auf Γ_E .

$$0 = j\omega \int_{\Gamma_H} [\sigma_c(-\mathbf{A}_n - \text{grad} \nu_n) N_i] \cdot \mathbf{n} d\Gamma + j\omega \int_{\Omega} \sigma_c(\mathbf{A}_n + \text{grad} \nu_n) \cdot \text{grad} N_i d\Omega \quad (45)$$

$$0 = \int_{\Gamma_H} N_i (-j\omega\sigma_c \mathbf{A}_n - j\omega\sigma_c \text{grad}\nu_n) \cdot \mathbf{n} d\Gamma + j\omega \int_{\Omega} \sigma_c (\mathbf{A}_n + \text{grad}\nu_n) \cdot \text{grad}N_i d\Omega \quad (46)$$

Im Oberflächenintegral sind wieder die Neumann Randbedingungen aus (22) enthalten wobei $\mathbf{n} \cdot (-j\omega\sigma_c \mathbf{A}_n - j\omega\sigma_c \text{grad}\nu_n) = 0$ gilt.

Somit ergibt sich die schwache Form der Differentialgleichung zu:

$$0 = \int_{\Omega} \text{rot}\mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot}\mathbf{A}_n d\Omega + \int_{\Omega} j\omega\sigma_c (\mathbf{A}_n + \text{grad}\nu_n) \cdot \mathbf{N}_i d\Omega \quad (47)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n_1),$$

$$0 = \int_{\Omega} j\omega\sigma_c (\mathbf{A}_n + \text{grad}\nu_n) \cdot \text{grad}N_i d\Omega \quad (48)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n_2).$$

Die Randbedingungen für den fernen Rand Γ_{far} kann mit Hilfe der ABC aus (28) in Gleichung (41) wie folgt berücksichtigt werden [3]:

$$0 = \int_{\Omega} \text{rot}\mathbf{N}_i \cdot \frac{1}{\mu} \text{rot}\mathbf{A}_n d\Omega + \int_{\Omega} j\omega\sigma_c (\mathbf{A}_n + \text{grad}\nu_n) \cdot \mathbf{N}_i d\Omega \quad (49)$$

$$+ \int_{\Gamma_{far}} (j\omega Y_0 \mathbf{A}_{nt} \cdot \mathbf{N}_i) d\Gamma$$

$$(i = 1, 2, \dots, n_1),$$

$$0 = \int_{\Omega} j\omega\sigma_c (\mathbf{A}_n + \text{grad}\nu_n) \cdot \text{grad}N_i d\Omega \quad (50)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n_2).$$

Es soll hier noch erwähnt sein, dass die schwache Form der Differentialgleichung allgemein gültig ist und für jede Form der Finiten Elemente (z.B. Tetraeder oder Hexaederelemente) angewandt werden kann. In unserem Fall wurden die Simulationen mit EleFAnT3D durchgeführt welches quadratische Hexaederelemente verwendet [4].

4.2 Hohlleiter

4.2.1 Allgemein

Ganz allgemein können Wellenleiter in Einleiter- und Zweileitersysteme eingeteilt werden, der Hohlleiter stellt dabei ein Einleitersystem dar. Eine Wellenausbreitung ist nur oberhalb einer bestimmten Frequenz, der sogenannten Cutoff-Frequenz oder Grenzfrequenz f_g , möglich. Niederfrequente Felder oder Gleichgrößen werden von einem Hohlleiter nicht übertragen, da unterhalb der Grenzfrequenz nur ein aperiodisch bzw. gedämpfter Fall auftritt und die Felder exponentiell abfallen. Folglich weisen Hohlleiter ein Hochpassverhalten auf. Da die Frequenzen bzw. die Wellenlänge immer im Bezug zu den geometrischen Abmessungen der jeweiligen Struktur stehen (bei Hohlleitern im cm-Bereich) werden Hohlleiter erst ab einer Frequenz von 1 GHz realisiert.

Prinzipiell kann man in einem Hohlleiter zwischen zwei Arten von Wellentypen unterscheiden:

- **TE-Wellen** (transversal electric modes)
Bei diesen Wellentyp schwingt die elektrische Feldkomponente nur transversal zur Ausbreitungsrichtung während die magnetische Feldkomponenten auch in Ausbreitungsrichtung vorkommen.
- **TM-Wellen** (transversal magnetic modes)
Hier schwingen die magnetischen Feldkomponenten nur transversal zur Ausbreitungsrichtung während die elektrischen Feldkomponenten auch in Ausbreitungsrichtung vorkommen.

In Hohlleitern kommen nur TE- oder TM-Wellenformen vor. Bei TEM-Welle stehen elektrisches und magnetisches Feld orthogonal zur Ausbreitungsrichtung, daher sind diese Wellen in Hohlleitern nicht ausbreitungsfähig.

4.2.2 Rechteckhohlleiter

Für geführte Wellen in einem Rechteckhohlleiter müssen die transversalen Abmessungen quer zur Ausbreitungsrichtung in dem Bereich der Wellenlänge liegen, d.h. die Bedingung $a \ll \lambda$ ist nicht mehr erfüllt. Weiters wird er zur analytischen Untersuchung als idealisiert angesehen und es gelten folgende Annahmen:

- Materialeigenschaften sind konstant d.h. $\mu, \varepsilon = \text{konst.}$
- Verlustlose Medien, $\gamma = 0$
- Keine Ladungen $\rho = 0$ und keine Stromdichte $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ im inneren des Hohlleiters
- Wellenausbreitung laut Abbildung 1 in positive z -Richtung
- zeitharmonische Größen

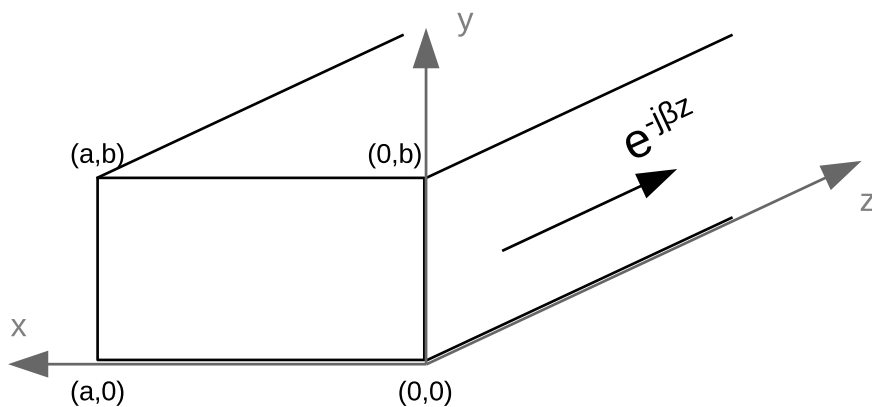


Abbildung 1: Skizze eines Rechteckhohlleiters.

Zur analytischen Beschreibung eines idealen rechteckigen Hohlleiters aus Abbildung 1 geht man aufgrund des perfekten Leiters an den Wänden von folgenden Randbedingungen aus:

$$E_y = 0, E_z = 0 \quad \text{bei } x = 0 \text{ und } x = a, \quad (51)$$

$$E_x = 0, E_z = 0 \quad \text{bei } y = 0 \text{ und } y = b. \quad (52)$$

Im Gebiet innerhalb des Hohlleiters, in welcher die Stromdichte \mathbf{J} und die Ladungsdichte ϱ verschwinden erhält man die homogene Wellengleichung für zeitharmonische Größen indem man von Gleichung (16) ausgeht, die Leitfähigkeit null setzt und die sogenannte Lorenz Eichung anwendet [5] zu:

$$-\Delta \mathbf{A} - k^2 \mathbf{A} = \mathbf{0}, \quad (53)$$

mit dem Phasenfaktor $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$.

Eine sich in z-Richtung ausbreitende TM-Welle kann für diesen Problemtyp mit $\mathbf{A}(x, y, z) = A(x, y) e^{-j\beta z} \mathbf{e}_z$ beschrieben werden, wobei $A(x, y)$ eine noch zu bestimmende Funktion darstellt.

Das negative Vorzeichen im Exponent führt zu einer Wellenausbreitung in positiver z-Richtung, bei einem positiven Vorzeichen breiten sich die Welle in die negative z-Richtung aus.

Eingesetzt in die Differentialgleichung aus (53) folgt:

$$-\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \beta^2 A - k^2 A = 0. \quad (54)$$

Für die Lösung wird mit Hilfe der Methode der Separation der Variablen der Ansatz $A(x, y) = X(x)Y(y)$ gewählt und es folgt:

$$-\underbrace{\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2}}_{f(x)} - \underbrace{\frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2}}_{g(y)} + \beta^2 - k^2 = 0. \quad (55)$$

Diese partielle Differentialgleichung ist nur dann allgemein erfüllt, wenn $f(x)$ und $g(y)$ jeweils konstant sind. Dafür werden aus später nachvollziehbaren Gründen die Konstanten $f(x) = -k_x^2$ und $g(y) = -k_y^2$ gewählt. Somit erhält man zwei gewöhnliche Differentialgleichungen zweiter Ordnung:

$$\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} = -k_x^2, \quad \frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} = -k_y^2. \quad (56)$$

Diese können in

$$\frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} = -k_x^2 X(x), \quad \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} = -k_y^2 Y(y), \quad (57)$$

umgeformt werden.

Die Lösungen der linearen Differentialgleichungen zweiter Ordnung können mit

$$X(x) = C_{1x} \cos(k_x x) + C_{2x} \sin(k_x x) \quad (58)$$

und

$$Y(y) = C_{1y} \cos(k_y y) + C_{2y} \sin(k_y y) \quad (59)$$

angeschrieben werden.

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen in (51) und (52) für Hohlleiter folgt:

$$\begin{aligned} k_x &= \frac{n_x \pi}{a} \text{ mit } n_x = 1, 2, \dots, \\ k_y &= \frac{n_y \pi}{b} \text{ mit } n_y = 1, 2, \dots, \\ C &= C_{2x} C_{2y}. \end{aligned}$$

Fasst man die Lösungen aus (58) und (59) zusammen folgt die Lösung für das Vektorpotential mit:

$$A(x, y, z) = C \sin\left(\frac{n_x \pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n_y \pi}{b} y\right) e^{-j\beta z}. \quad (60)$$

Wobei die Parameter n_x und n_y die Ordnung der Moden für die jeweilige Raumrichtungen wiedergeben.

Analog kann die Wellengleichung für TE-Wellen unter Verwendung des elektrischen Vektorpotentials \mathbf{F} gelöst werden.

Die Ausbreitungskonstante β ist für TE_{mn} - und TM_{mn} -Wellen bei gleichen Indizes identisch. Damit sich eine Welle ausbreiten kann darf β^2 nicht negativ werden, da sonst die Felder nur aperiodisch gedämpft werden.

Aus der Separationsgleichung (62) kann eine Grenzfrequenz f_g ermittelt werden, ab der die Wellenformen sich oberhalb dieser Frequenz ausbreiten können.

$$k_x^2 + k_y^2 + \beta^2 - k^2 = 0 \quad (61)$$

$$\beta^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{n_x \pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n_y \pi}{b}\right)^2 \quad (62)$$

Für ausbreitungsfähige Wellenformen muss gelten, dass β^2 nicht negativ wird:

$$\beta^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{n_x \pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n_y \pi}{b}\right)^2 \leq 0. \quad (63)$$

Daraus kann die Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{n_x \pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{b}\right)^2} \quad (64)$$

angegeben werden.

Mit dieser Gleichung (64) kann man die niedrigste ausbreitungsfähige Frequenz im Vakuum (und näherungsweise in Luft) für TE- und TM-Wellen ermitteln.

TM-Wellen:

Für TM_{mn} -Wellen gilt laut [6] $n_x > 0$ und $n_y > 0$ um eine nichttriviale Lösung zu erhalten und somit kann die Grenzfrequenz für TM-Wellen wie folgt berechnet werden:

$$f_{g,TM} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{b}\right)^2}. \quad (65)$$

TE-Wellen:

Für TE_{mn} -Wellen muss laut [6] einer der Indizes n_x oder n_y von null verschieden sein um eine nichttriviale Lösung zu erhalten, dann gilt für die Grenzfrequenz für TE-Wellen

$$f_{g,TE} = \frac{c}{2a}. \quad (66)$$

unter der Bedingung $a > b$.

4.2.3 Hohlraumresonator

Der Hohlraumresonator stellt eine spezielle Form eines Wellenleiters dar, dabei wird der Wellenleiter in Ausbreitungsrichtung zusätzlich mit leitfähigen Wänden abgeschlossen. Für einen Rechteckhohlleiter wie im Abschnitt 4.2.2 müssen noch zusätzliche Randbedingungen für die z-Richtung eingehalten werden. Diese sind dann erfüllt, wenn der Abstand der Platten in z-Richtung ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge $l_z = \lambda/2 \cdot n$ beträgt [6].

Damit folgt für die Separationsgleichung aus (62) für $\beta = (n_z \cdot \pi)/l_z$ mit $n_z=1,2, \dots$

$$\beta^2 = \left(\frac{n_z \pi}{l_z}\right)^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{n_x \pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n_y \pi}{b}\right)^2. \quad (67)$$

Daraus lassen sich die Eigenfrequenzen des Hohlraumresonators mit

$$f_R = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2} \quad (68)$$

berechnen.

Für die TM- und TE-Wellen ergeben sich daraus folgende minimale Resonanzfrequenzen:

TM-Wellen:

$$f_{R,TM}^{E_{110}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{b}\right)^2} \quad (69)$$

mit $n_x = 1, n_y = 1, n_z = 0$

TE-Wellen:

$$f_{R,TE}^{H_{101}} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_z}\right)^2} \quad (70)$$

mit $n_x = 1, n_y = 0, n_z = 1$

Wird der Resonator mit einer Resonanzfrequenz angeregt bilden sich im Hohlleiter stehende Wellen mit großer Amplitude aus.

4.3 Abschirmung

Abschirmungen wie in [7] dienen dazu, die Abstrahlung oder die Einkopplung elektromagnetischer Felder zu verringern oder zu verhindern. Generell versteht man unter einem Schirm ein Gehäuse oder eine Hülle welche den zu schirmenden Bereich umgibt. In Abbildung 2 ist das prinzipielle Beeinflussungsmodell dargestellt, dabei kann aufgrund des Reziprozitätsgesetzes entweder für die Quelle oder für die Senke bzw. für beide eine Abschirmstruktur eingebaut werden.

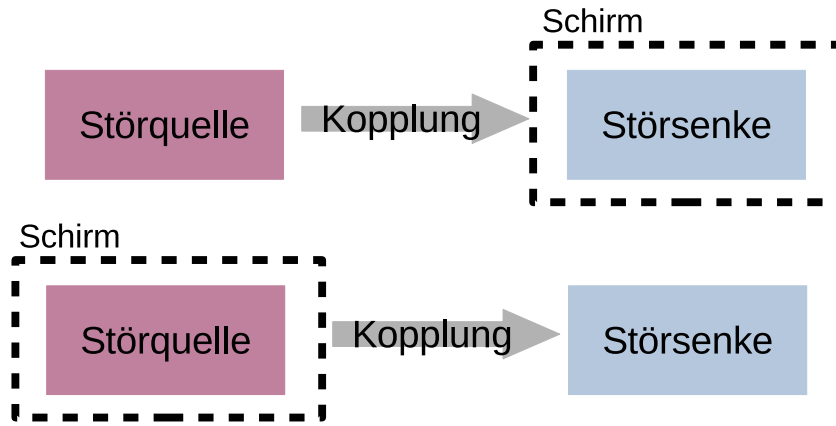


Abbildung 2: Kopplung zwischen Störquelle und Störsenke.

Die Beurteilung einer Abschirmung erfolgt über die Schirmdämpfung (SE), welche eine dimensionslose Größe ist und in dB angegeben wird.

$$SE_E = 20 \cdot \log \left(\frac{|\mathbf{E}_{ohne}|}{|\mathbf{E}_{mit}|} \right) \quad (71)$$

Dabei stellt $|\mathbf{E}_{ohne}|$ den Betrag der elektrischen Feldstärke in Abwesenheit des Schirms und $|\mathbf{E}_{mit}|$ die Feldstärke mit Schirm in einem Raumpunkt dar.

Je nach dem welche Feldkomponenten, elektrische oder magnetische, dominanter ist wirken unterschiedliche Schirmungsmechanismen.

Abschirmung von statischen und quasi-statischen elektrischen Felder

In einem statischen aber auch in einem quasi-statischen elektrischen Feld werden die Ladungsträger in leitenden Materialien so lange verschoben, bis die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke verschwindet. Durch diese verschobenen Ladungen baut sich im inneren des Schirms ein Gegenfeld auf, welches dem ursprünglichen Feld entgegenwirkt. Durch Lücken oder Öffnungen im Schirm aufgrund von Kabeleinführungen oder Lüftungsschlitzen könne sich die Ladungen nicht mehr ungehindert auf der Schirmoberfläche bewegen. Dadurch reduziert sich die Schirmwirkung da das äußere Feld nicht mehr vollständig kompensiert werden kann.

Werden statt leitenden Materialien nichtleitende Dielektrika verwendet, tritt ebenfalls eine gewisse Schirmwirkung aufgrund der Polarisierung auf.

Abschirmung von statischen und quasi-statischen magnetischen Felder

Durch die geschlossenen Feldlinien von Magnetfelder lassen sich diese nicht so einfach durch leitende Materialien abschirmen. Die magnetischen Feldlinien müssen mit der Hilfe von hochpermeablen Materialien um den zu schirmenden Bereich herumgeleitet werden.

Mit steigender Frequenz als für quasi-statische Magnetfelder kann wieder aufgrund der induzierten Wirbelströme eine Schirmdämpfung durch elektrisch leitfähige Materialien erreicht werden. Aufgrund der Lenz'schen Regel erzeugen die Wirbelströme ein Magnetfeld, welches dem ursächlichen Feld entgegenwirkt.

Abschirmung von elektromagnetische Wellen

Für höherfrequente elektromagnetische Wellen ist die elektrische und die magnetische Feldkomponente im Fernfeld über den Wellenwiderstand miteinander gekoppelt. Trifft eine Welle auf die Abschirmung, wie in Abbildung 3 dargestellt, treten folgende Effekte auf:

- Reflexion
- Transmission
- Absorption

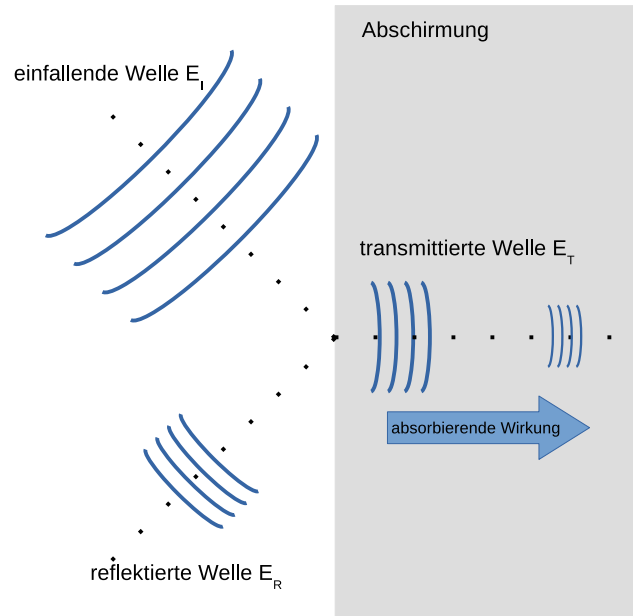


Abbildung 3: Einfallende Welle trifft auf Abschirmung.

Reflexion

Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine leitende Schirmoberfläche, wird dies zum größten Teil reflektiert. Dies bedeutet, dass außerhalb der Abschirmung eine Überlagerung von Wellen entsteht, die entweder konstruktiv oder destruktiv interferieren. Bei einem idealen Leiter würde die Welle vollständig reflektiert werden.

Transmission

Bei einem nicht idealen Leiter wird ein Teil der Welle nicht reflektiert, sondern transmittiert, d.h. ein Teil der Welle wandert gedämpft im Medium weiter, bis sie auf die nächste Grenzschicht des Schirms trifft. Dort tritt wieder eine Reflexion auf, sowie ein Teil der Welle wird in das Innere des schirmenden Bereichs transmittiert.

Absorption

Dringt die Welle in das Schirmmaterial ein, entstehen aufgrund der Stromdichten ohmsche Verluste. Beim Durchlaufen der Welle durch das Material wird die Wellenzahl β allgemein komplex, und es kommt daher zu einem exponentiellen Abfall der Amplitude.

Für die Berechnung der Schirmwirkung werden oft idealisierte Modelle verwendet. In der Praxis könne diese berechneten Werte nicht erreicht werden, da Schirme üblicherweise nicht vollständig geschlossen sind.

Gründe dafür könne unter Anderem sein:

- Kabeldurchführungen
- Schlitze zur Kühlung
- Sichtfenster
- vorgesehene Öffnungen oder Türen

Weiters könne durch die Geometrie der Schirme unerwünschte Effekte auftreten. So bilden etwa metallisch leitende Gehäuse für gewisse Frequenzen einen Hohlraumresonator wie in Abschnitt 4.2.3 bereits beschrieben.

5 Untersuchungen mit Abschirmplatte

In den folgenden Simulationen soll untersucht werden, wie eine Dipolantenne durch einbringen einer leitenden Platte beeinflusst wird, welche Effekte dabei auftreten und wie sich diese auswirken.

Anhand der verschiedenen Simulationsmodelle soll eine qualitative Analyse der auftretenden Effekte durch die Untersuchung folgender Eigenschaften durchgeführt werden:

- Abschirmverhalten
- induzierte Ströme auf der Platte
- Richtcharakteristik
- Energien und Leistungen
- Impedanz

Dazu werden ausgehend von einem Basismodell verschiedene Variationen der Abschirmstruktur untersucht.

5.1 Basismodell - Dipolantenne

Ziel ist es ein Finite Elemente Modell einer einfachen Dipolantenne zu realisieren, welche als Strahlungsquelle zur Erzeugung einer elektromagnetischen Welle verwendet werden soll. Dieses Modell dient als Basismodell für die weiteren Simulationsmodelle, wobei je nach Versuch dieses Modell angepasst und modifiziert wird. Für die Modellierung und die Simulation der einzelnen Probleme wird die hauseigene Software EleFAnT3D verwendet.

5.1.1 Modellaufbau

In Abbildung 4 ist das vollständige Problemgebiet, sowie das Gittermodell für die FEM Simulation dargestellt. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus genügt es lediglich ein Achtel des gesamten Bereiches für die Simulationen zu modellieren.

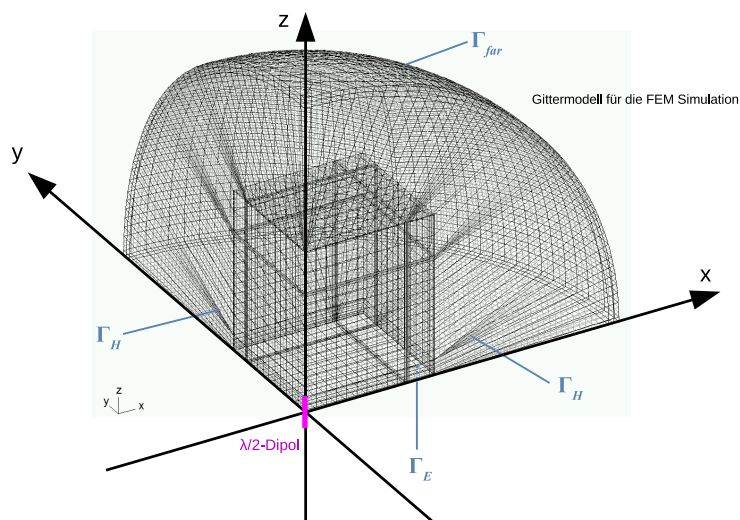


Abbildung 4: Vollständiges Problemgebiet des Basismodells sowie Gittermodell für die FEM Simulation.

Das Gittermodell für das FEM-Modell ist ebenfalls in Abbildung 4 dargestellt, dabei stellen die Ebenen entlang der Koordinatenachsen jeweils die Symmetrieebenen für das Modell dar. Mit den in Abschnitt 4.1.1 in den Gleichungen (24) und (25) definierten Randbedingungen können diese Symmetriefflächen Γ_E (x/y-Ebene) und Γ_H (x/z- sowie y/z-Ebene) im Modell realisiert werden. Die Oberfläche Γ_{far} der Kugel stellt dabei den fernen Rand dar und der Radius der Kugel wurde so gewählt, dass die fernen Randbedingungen für die ABC aus Abschnitt 4.1.1 Gleichung (28) eingehalten werden können.

Die $\lambda/2$ -Dipolantenne befindet sich dabei im Koordinatenursprung und das Basismodell wird für eine Grundfrequenz von 1 GHz ausgelegt. Bei der Diskretisierung des Modellbereichs wurde auf die Einhaltung von mindestens 10 Elementen pro Wellenlänge geachtet.

Um die Lösung für das vollständige Problemgebiet zu erhalten müssen die Ergebnisse der FEM Simulation lediglich an den Symmetrieebenen entlang der Koordinatenachsen gespiegelt werden.

Dipolantenne

Für die Erzeugung der elektromagnetischen Welle wurde eine z-orientierte $\lambda/2$ -Dipolantenne im Ursprung des Koordinatensystems platziert. Bei einer Anregungsfrequenz von 1 GHz beträgt die Wellenlänge $\lambda = 0.299 \text{ m}$. Aufgrund der Symmetrie musste im Modell nur ein Pol der Länge $\lambda/4$ modelliert werden.

Die Anregung der Antenne erfolgte in einem Spalt zwischen den beiden Polen, dem sogenannten Feed-Gap, welcher zwischen der z-orientierten Antenne und der x/y-Ebene eingebracht wurde. Die Dipolantenne selbst sowie eine Detailansicht des Feed-Gaps (blau) sind in Abbildung 5 dargestellt.

Antennenparameter:

Länge: $l_{z,Dipol} = 74.9 \text{ mm}$

Radius: $r = 1 \text{ mm}$

Spannung der Anregung: $U = U_{Gap}/2 = 10 \text{ V}$

Frequenz: $f = 1 \text{ GHz}$

Leitfähigkeit der Antenne: $\sigma_{cu} = 5.7 \cdot 10^7 \text{ S/m}$

Feed-Gap Länge: $l_{z,Gap} = 1 \text{ mm}$

Die Anregung der Antenne kann durch die Vorgabe von speziellen Randbedingungen wie in 4.1.1 entlang des Feed-Gap $l_{z,Gap}$ modelliert werden. Aufgrund der Symmetrie wird in unserem Modell nur die halbe Spannung $U = 10 \text{ V}$ vorgegeben. Gleichung (31) lautet somit:

$$A_t = \frac{U}{j\omega l_{z,Gap}} = \frac{10 \text{ V}}{j2\pi \cdot 1 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}} = -j 1.59155 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/m} \quad (72)$$

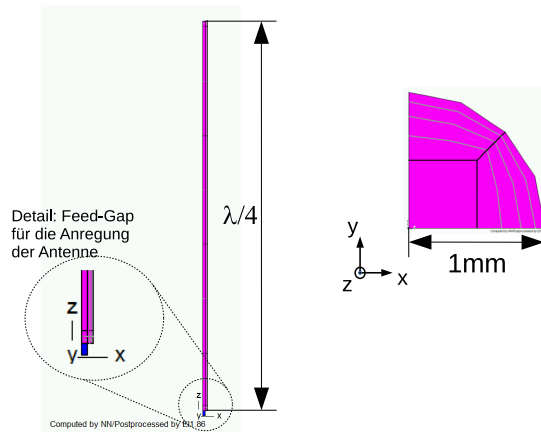


Abbildung 5: Geometrie der verwendeten Dipolantenne für die Simulationen sowie eine Detailansicht der Anregung.

5.1.2 Ergebnisse

In Abbildung 6 ist der Betrag des elektrischen Feldes dargestellt. Im Abstand von etwa $1-2 \lambda$ um die Antenne sind noch Nahfeldeffekte erkennbar. In ausreichendem Abstand (ca. ab 2λ) von der Antenne verschwinden die Nahfeldeffekte und die sich ausbreitenden Wellenfronten sind gut zu erkennen. Die Nulldurchgänge sowie die Maxima und Minima der Welle sind deutlich zu erkennen und es treten keine Reflexionen am fernen Rand auf. Weiters sieht man das charakteristische Abstrahlverhalten einer Dipolantenne, welche ihre Leistung hauptsächlich in der x/y -Ebene abstrahlt, während hingegen entlang der z -Achse praktisch keine Abstrahlung erfolgt.

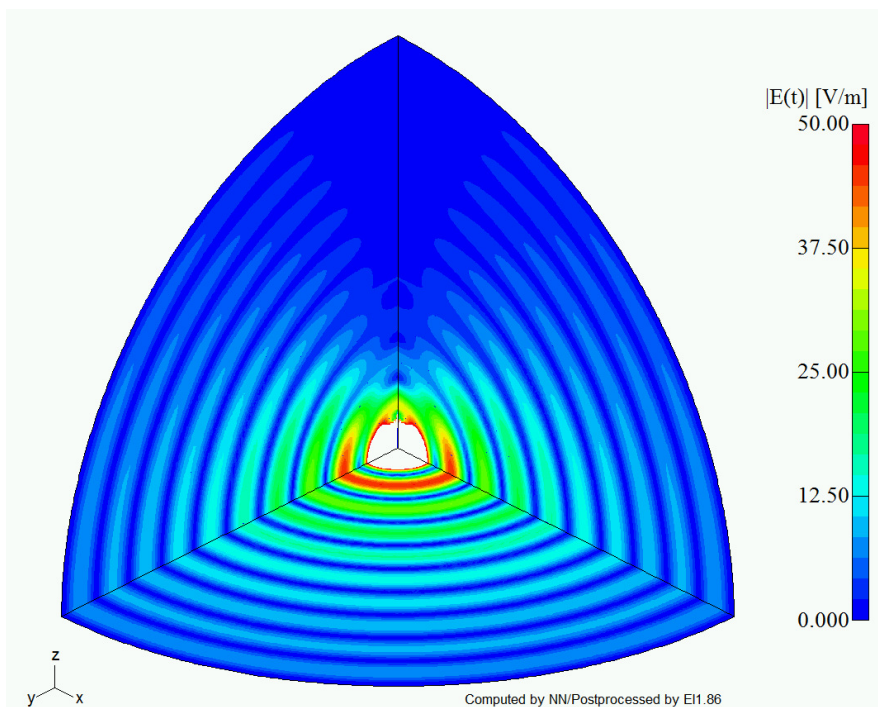


Abbildung 6: Betrag des \mathbf{E} -Felds für das Basismodell der Dipolantenne.

Um Aussagen über die Richtcharakteristik der Antenne treffen zu können wird die Directivity D laut [1] herangezogen. In Abbildung 7 ist die Directivity der Dipolantenne dargestellt, welche

das charakteristische Abstrahlverhalten eines Dipols aufweist.

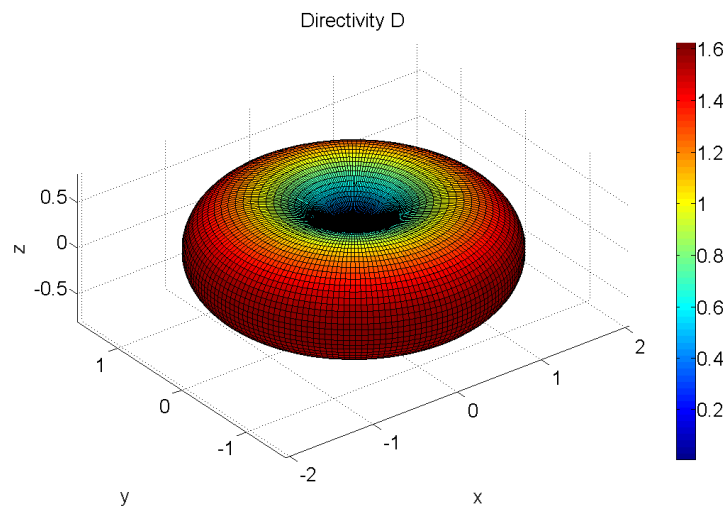


Abbildung 7: Richtcharakteristik eines $\lambda/2$ -Dipols des Basismodells.

Der sich durch die Anregung einstellende Stromverlauf in der Antenne ist in Abbildung 8 dargestellt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund des Skin-Effekts der meiste Strom nahe an der Oberfläche fließt weshalb hier auch die Diskretisierung feiner gewählt wurde.

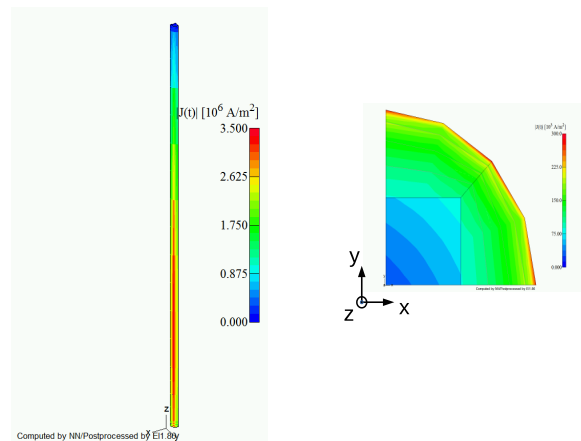


Abbildung 8: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Dipolantenne.

Abbildung 9 zeigt den Betrag des elektrischen Feldes entlang der x- und z-Achse. Hierbei ist zu erkennen, dass das \mathbf{E} -Feld entlang der x-Achse mit zunehmendem Radius mit $1/r$ abfällt. Während hingegen entlang der z-Achse der Betrag annähernd mit $1/r^2$ abnimmt. Aufgrund der Symmetrie zeigt sich entlang der y-Achse der gleiche Verlauf wie entlang der x-Achse.

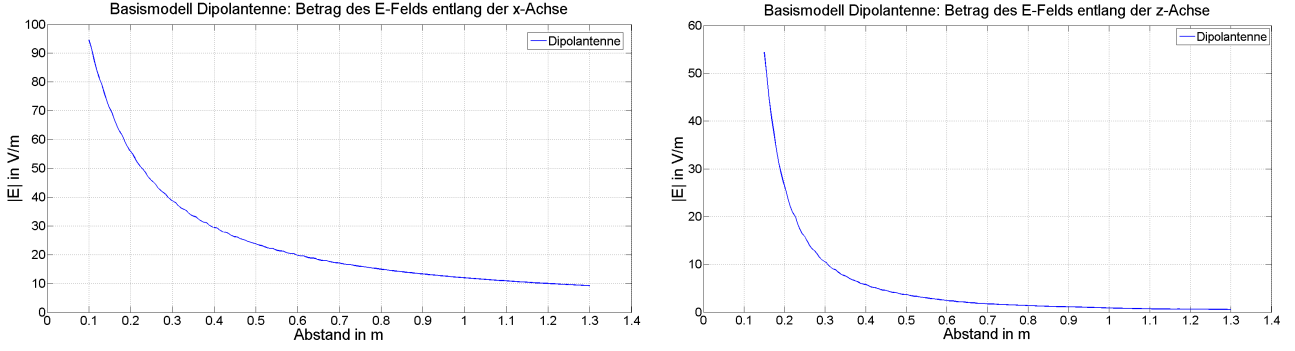


Abbildung 9: Betrag des \mathbf{E} -Felds für das Basismodell Dipolantenne entlang der x-Achse (links) und z-Achse (rechts).

Berechnung der Kenngrößen

Für die Auswertung und Interpretation der Simulationsergebnisse wurden einige Kenngrößen berechnet. Laut dem Poyntingschen Satz [4] resultiert die Änderung der Energie in einem beliebigen Volumen aus den Verlusten, der zugeführten Energie sowie der abgestrahlten Leistung aus dem Volumen und kann wie folgt beschrieben werden:

$$-\frac{d}{dt} \int_{\Omega} (w_{mag} + w_{el}) d\Omega = \int_{\Omega} \frac{|\mathbf{J}|^2}{\gamma} d\Omega - \int_{\Omega} \mathbf{E}_e \cdot \mathbf{J} d\Omega + \oint_{\Gamma} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (73)$$

Führt man die Integrale über ein Volumen aus lautet die Gleichung (73) für zeitharmonische Größen laut [2]

$$2j\omega(W_{mag} - W_{el}) = P_{verl} - \frac{|U_{eff}|^2}{Z^*} + S_{rad}, \quad (74)$$

dabei ist zu beachten, dass die Energien und Leistungen jeweils dem Mittelwert über einer Periode entsprechen.

Mit Hilfe von EleFAnT - Integrals können alle Energien und Leistungen im Problemgebiet ermittelt werden. Anschließend kann durch umformen der Gleichung (74) die Impedanz \underline{Z}^* bestimmt werden:

$$\underline{Z}^* = \frac{1}{2} \frac{|\hat{U}|^2}{P_{verl} + S_{rad} + 2j(W_{mag} - W_{el})}. \quad (75)$$

Wurden Symmetrien im Model ausgenützt muss dies natürlich in der Gesamtenergie berücksichtigt werden.

Die Strahlungsintensität $U(\theta, \phi)$ ist nur im Fernfeld definiert und kann laut [1] aus dem elektrischen Feld wie folgt berechnet werden:

$$U(\theta, \phi) = \frac{r_{far}^2}{2\eta} |\mathbf{E}(r_{far}, \phi, \theta)|^2, \quad (76)$$

wobei η hier die Wellenimpedanz des Vakuums ist.

Mit Hilfe der Strahlungsintensität U und der abgestrahlten Leistung P_{rad} kann die Directivity D oder auch Richtcharakteristik mit

$$D(\theta, \phi) = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{rad}} \quad (77)$$

berechnet werden.

Die maximale Directivity D_{max} kann mit

$$D_{max} = \max(D(\theta, \phi)) \quad (78)$$

bestimmt werden und gibt die maximale Richtwirkung der Antenne an.

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

Impedanz Z	$(99.67 + j 59.51) \Omega$
$ Z $	116.08 Ω
Directivity D_{max}	1.62
abgestrahlte Leistung P_{rad}	1.478 W
magnetische Energie W_{mag}	$4.26 \cdot 10^{-9}$ Ws
elektrische Energie W_{el}	$4.19 \cdot 10^{-9}$ Ws
Verlustleistung P_{verl}	$6.12 \cdot 10^{-4}$ W

Tabelle 1: Berechnete Kenngrößen für das Basismodell der Dipolantenne aus dem Postprocessing der Simulationsergebnisse.

Bei der Modellierung stellte sich das Problem, mit Hilfe der Spannungsanregung über den Feed-Gap, genügend Strom in der Antenne zu erzeugen. Ebenso galt es den auftretenden Stromverdrängungseffekt zu berücksichtigen. Bei der gewählten Frequenz von 1 GHz berechnet sich die Eindringtiefe laut [4] unter Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit von μ_r mit

$$\begin{aligned} \delta &= \sqrt{\left(\frac{2}{2\pi f \mu \gamma}\right)} = \sqrt{\left(\frac{2}{2\pi \cdot 1 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot 1500 \cdot \mu_0 \cdot 1 \cdot 10^9 \text{ S/m}}\right)} = \\ &= 1.299 \cdot 10^{-7} \text{ m} \approx 0.13 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (79)$$

weshalb praktisch der gesamte Strom ausschließlich entlang der Oberfläche fließt.

Diese Anforderungen konnten erfüllt werden, indem die Diskretisierung entlang der Kanten und Oberflächen der Antenne feiner gewählt wurde. Hier gilt es einen Mittelweg zu finden, da mit einer höheren Diskretisierung auch mehr Rechenkapazitäten und Speicher benötigt wird.

Das Antennenmodell ist ausreichend diskretisiert und bildet das charakteristische Verhalten einer Dipolantenne sehr gut ab. Somit kann dieses Modell als Basis für die weiterführenden Simulationsmodelle verwendet werden.

5.2 Variation der Plattenhöhe

5.2.1 Allgemeine Beschreibung

Das Basismodell der Dipolantenne wird für diese Simulation um eine Metallplatte, welche entlang der x-Achse positioniert wird erweitert. Die vollständige Geometrie der gesamten Problemstellung ist in Abbildung 10 dargestellt.

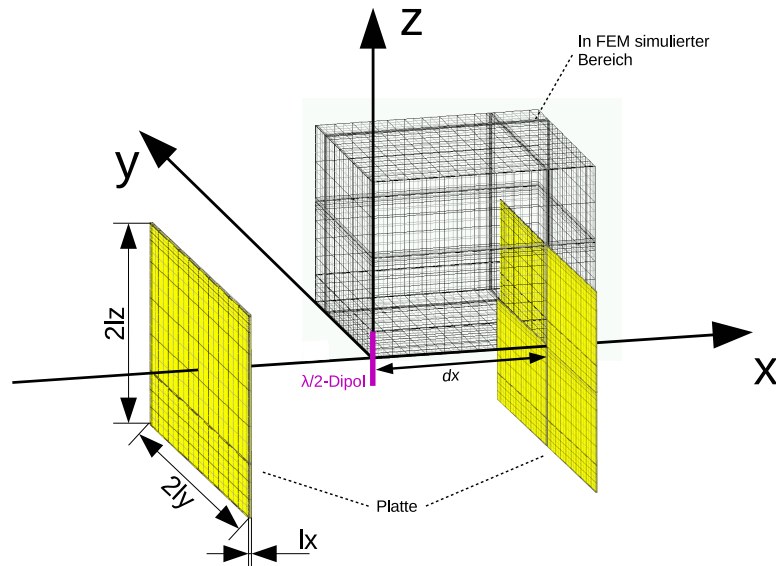


Abbildung 10: Vollständige Geometrie der Problemstellung mit der in y/z -Ebene eingefügte Metallplatte.

In Abbildung 11 ist das FEM-Modell abgebildet, wobei der dargestellte Bereich aufgrund der Symmetrie wieder nur ein Achtel des vollständigen Problems darstellt. Die Platte, hier in gelb dargestellt, wird dabei im Abstand von $dx = 0.5\text{ m}$ von der Antenne in x -Richtung platziert.

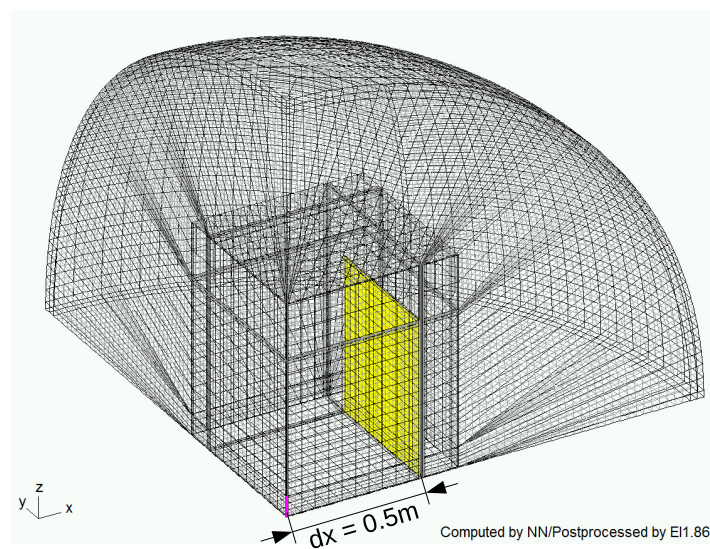


Abbildung 11: Gittermodell für die Simulation sowie die in y/z -Ebene eingefügte Metallplatte (gelb).

Abmessungen der Platte:

$$\begin{aligned}l_x &= d = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\l_y &= 0.5 \text{ m} \\l_{z1} &= 0.58 \text{ m}, l_{z2} = 0.40 \text{ m}, l_{z3} = 0.28 \text{ m}\end{aligned}$$

Abstand zur Dipolantenne:

$$dx = 0.5 \text{ m}$$

Materialparameter der Platte [9]:

$$\begin{aligned}\sigma_{Fe} &= 1 \cdot 10^7 \text{ S/m} \\ \mu_r &= 1500\end{aligned}$$

Die Frequenzabhängigkeit von μ_r wird für die Simulationen vernachlässigt.

Für diese Simulationsreihe wird die Plattenhöhe l_z variiert, dabei diente als Anhaltspunkt die half-power beamwidth (HPBW) Grenze des Dipols laut [1] um drei Fälle zu unterscheiden:

- Plattenhöhe $l_z = 0.58 \text{ m}$ (über der HPBW-Grenze)
- Plattenhöhe $l_z = 0.40 \text{ m}$ (auf der HPBW-Grenze)
- Plattenhöhe $l_z = 0.28 \text{ m}$ (unterhalb der HPBW-Grenze)

5.2.2 Ergebnisse

Plattenhöhe $l_z = 0.58 \text{ m}$

In Abbildung 12 ist der Betrag des \mathbf{E} -Felds für verschieden Phasenwinkel φ dargestellt. Da es sich um zeitharmonische Größen und eine Betragsdarstellung handelt, genügt es lediglich eine halbe Periode zu betrachten. Der Einfluss der Metallplatte ist gut zu erkennen, die elektromagnetische Welle kann sich hier nicht mehr ungehindert ausbreiten und es ist eine deutliche Abschirmung in x-Richtung zu erkennen. Im Vergleich zum Basismodell ist hier auch eine höhere Abstrahlung in z-Richtung zu erkennen. Betrachtet man die x/y-Ebene sind auch deutlich die sich ausprägenden Richtungen der Hauptkeulen wie in Abbildung 14 dargestellt zu erkennen.

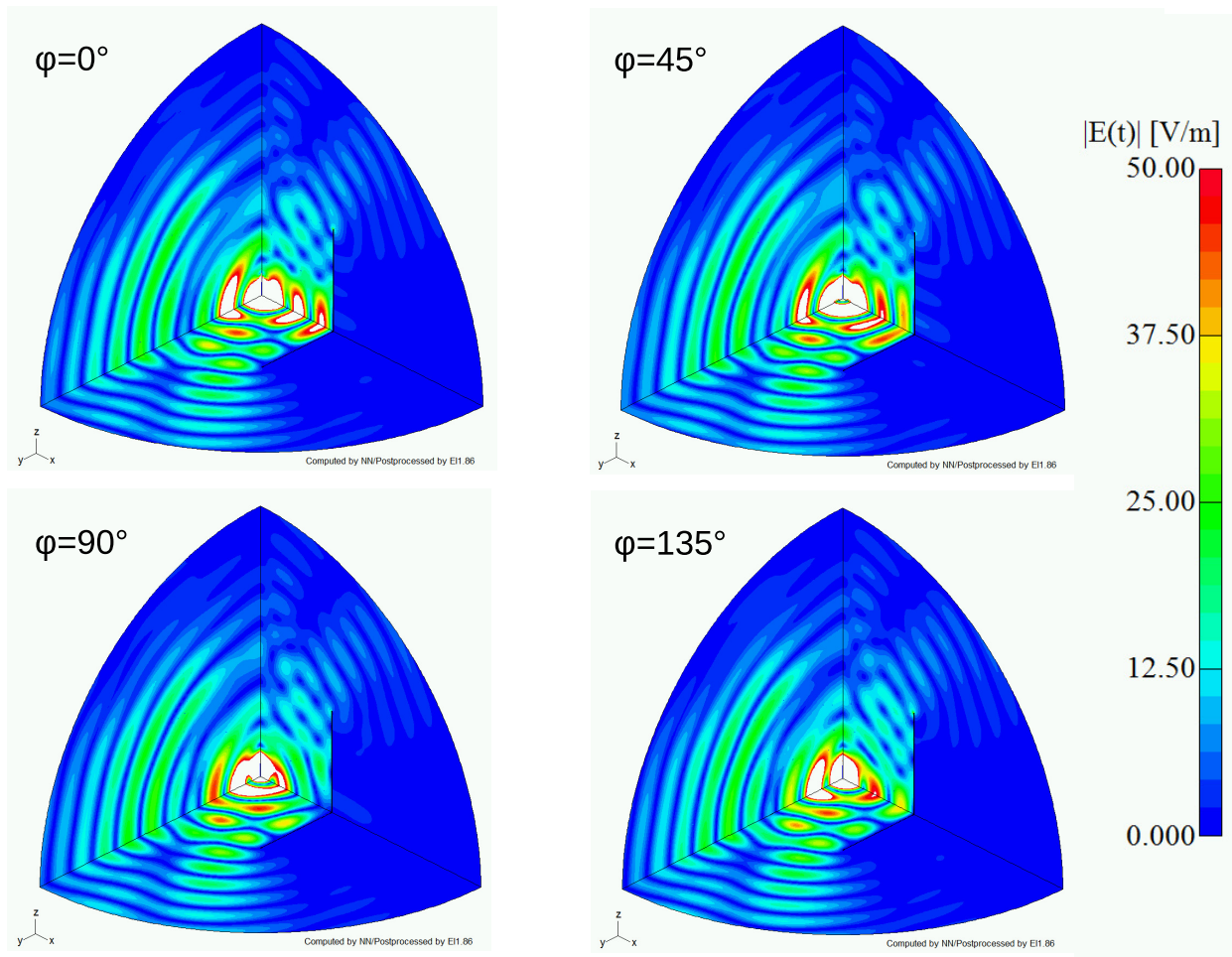


Abbildung 12: Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall Platte mit der Höhe $l_z = 0.58 \text{ m}$.

Aufgrund der einfallenden elektromagnetischen Welle werden auf der Plattenoberfläche Ströme induziert. In Abbildung 13 ist der Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für verschiedene Phasenwinkel φ dargestellt, dabei bezieht sich die linke Spalte A auf die der Antenne zugewandten Seite während die rechte Spalte B die abgewandte Seite der Metallplatte darstellt. Man erkennt in der Spalte A für einen Phasenwinkel $\varphi = 90^\circ$, wie die elektromagnetische Welle im symmetrischen Mittelpunkt der Platte (rechts unten) ein Maximum aufweist und dort eine hohe Stromdichte \mathbf{J} induziert. Es ist gut zu erkennen, dass die Strommaxima mit der Welle über die Plattenoberfläche radial nach außen wandern und es treten weitere Maxima entlang der Kanten auf. In der Spalte B, treten hingegen mehrere hohe Stromdichten nur entlang der Kanten auf.

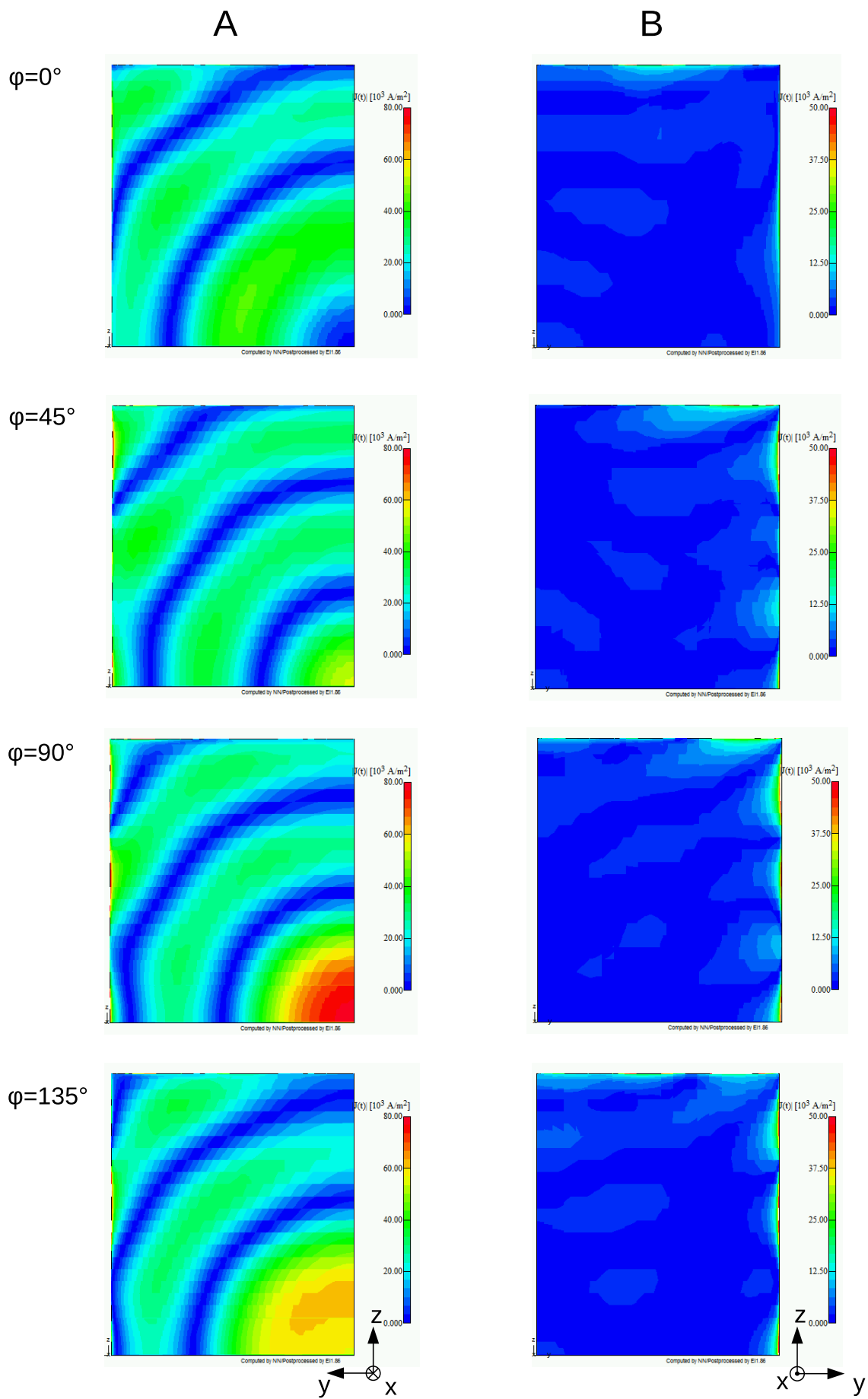


Abbildung 13: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Oberfläche der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 \text{ m}$.

In Abbildung 14 ist die resultierende Richtcharakteristik nach einbringen der Metallplatte dargestellt. Durch den Einfluss der Platte bilden sich vier Hauptkeulen aus, welche sich vom Betrag her deutlich von den kleiner ausgeprägten Nebenkeulen unterscheiden. In x-Richtung, wo sich die Metallplatte befindet bildet sich hingegen kein nennenswertes Abstrahlverhalten aus, die meiste Energie wird in Richtung der Hauptkeulen, im Bereich in der sich keine Abschirmplatte befindet, abgestrahlt.

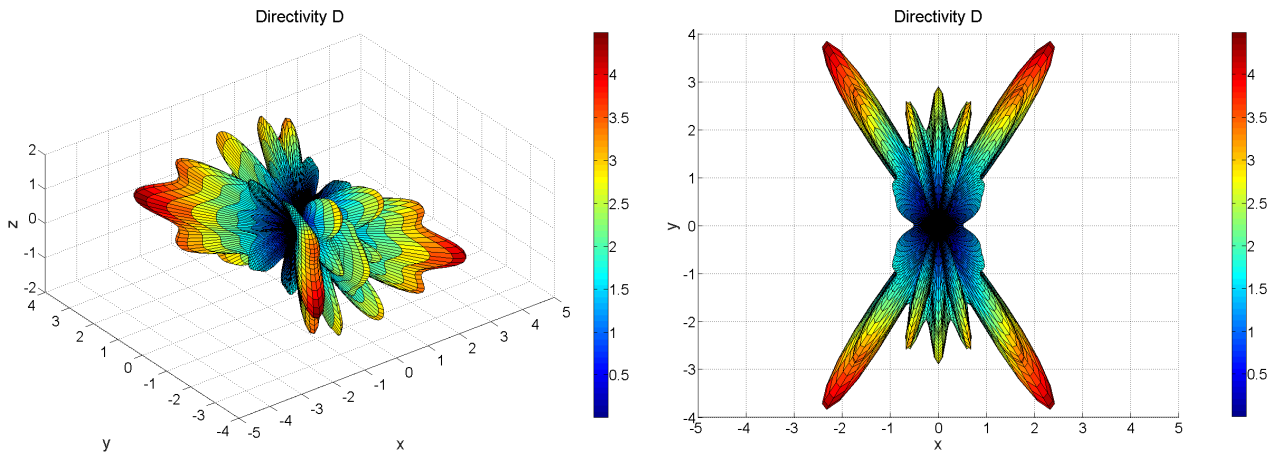


Abbildung 14: Richtcharakteristik der Dipolantenne nach einbringen der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$.

Die Abbildungen 15 und 16 zeigen den Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche jeweils 1 mm vor der Platte (Dipolantenne zugewandte Seite) sowie 1 mm nach der Platte (Dipolantenne abgewandte Seite). Im linken Graphen ist zum Vergleich das Basismodell und rechts das Modell mit eingefügter Platte dargestellt. Es fällt auf, dass das elektrische Feld entlang der Kanten sowie insbesondere in den Ecken der Platte aufgrund der zunehmenden Inhomogenität in den Feldlinien stark zunimmt.

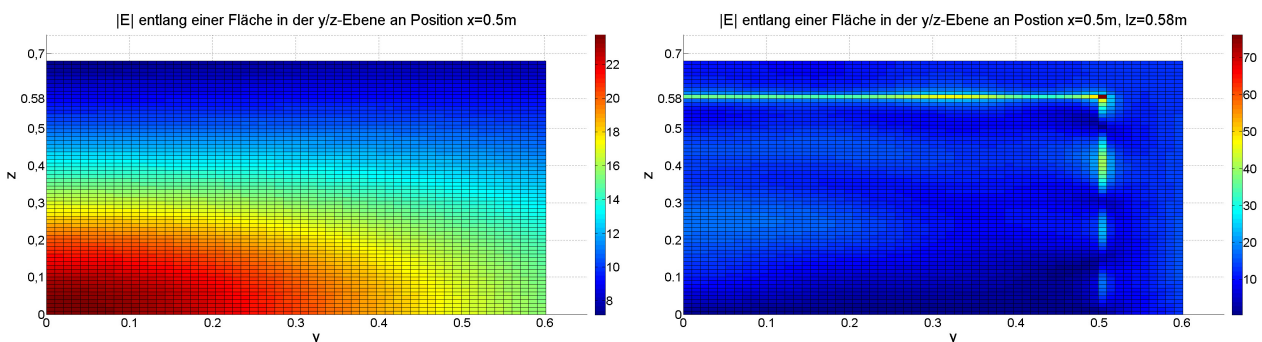


Abbildung 15: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor der Metallplatte auf der dem Dipol zugewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$.

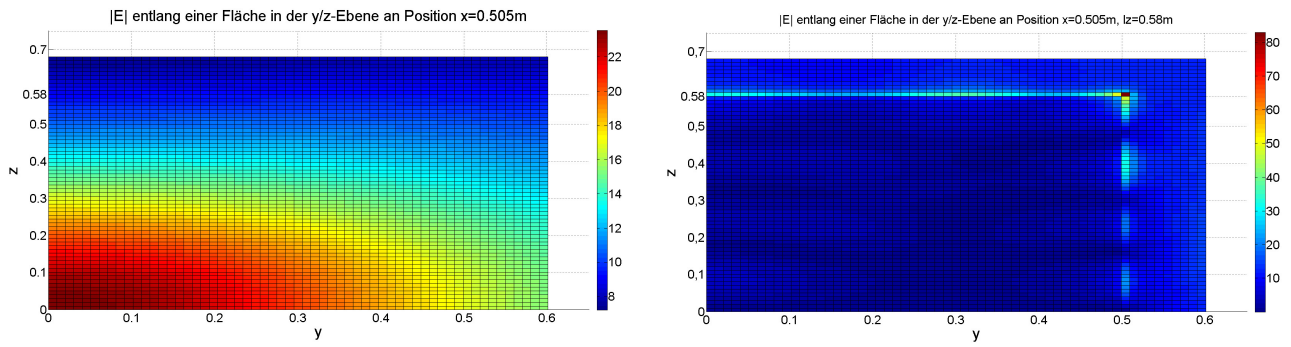


Abbildung 16: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm nach der Metallplatte auf der dem Dipol abgewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.58 m$.

Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$

In Abbildung 17 zeigt sich wieder ein ähnliches Felddbild wie im Fall zuvor mit einer Plattenhöhe von $l_z = 0.58 m$. Es ist wieder eine deutliche Abschwächung in x-Richtung und ebenso eine Abstrahlung in z-Richtung zu erkennen.

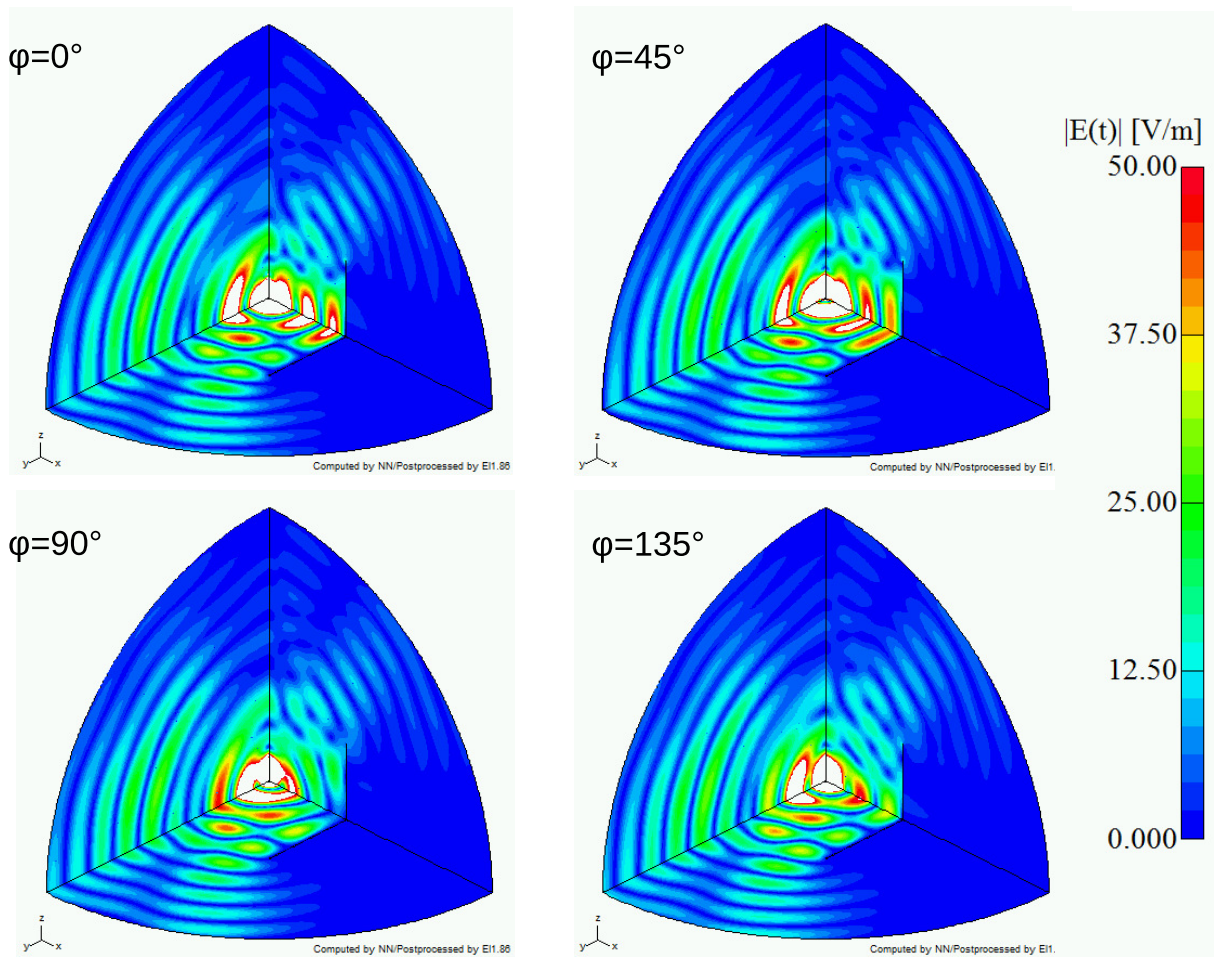


Abbildung 17: Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$ dar.

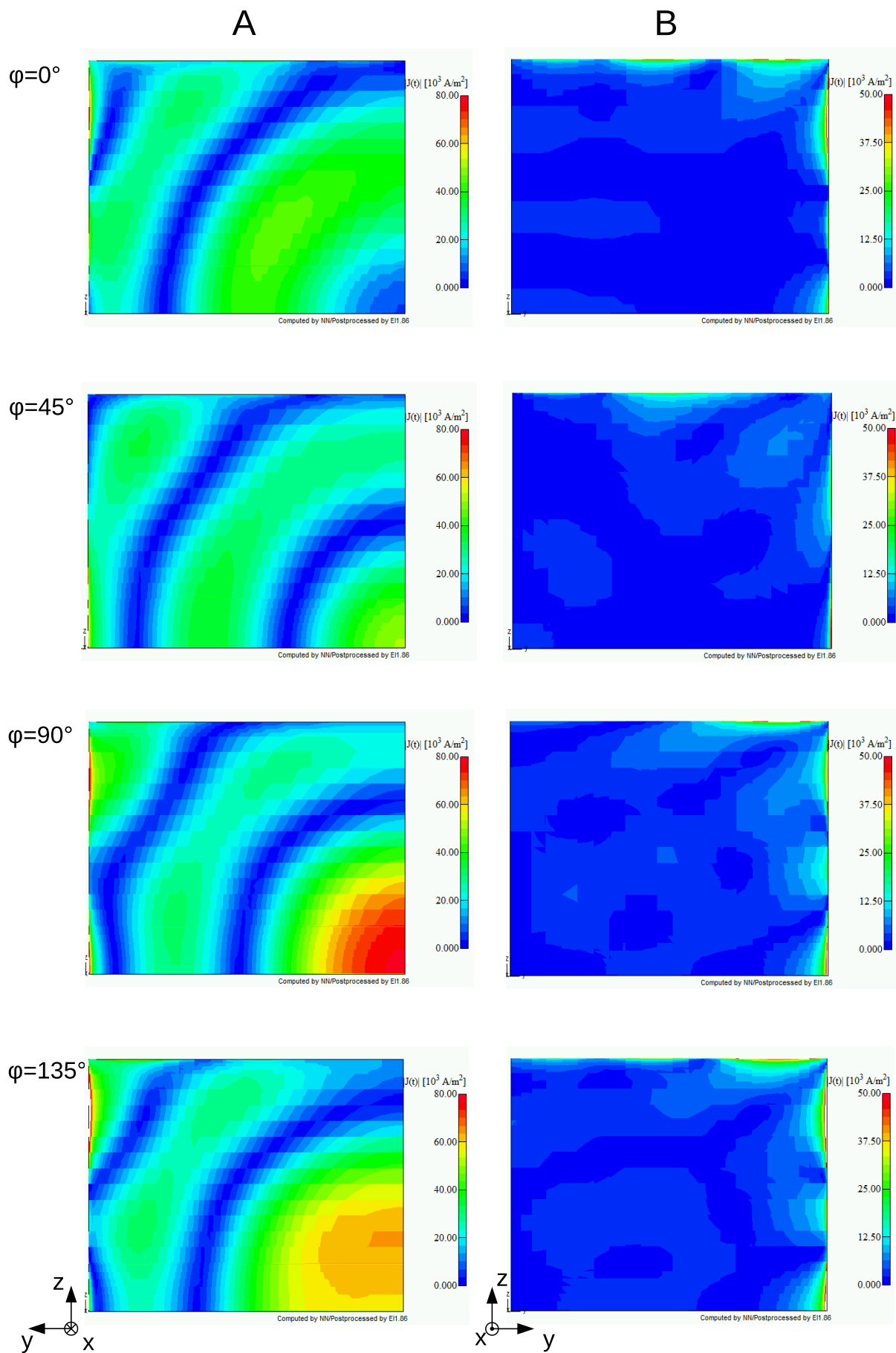


Abbildung 18: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Oberfläche der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 \text{ m}$.

Auch bei der Stromverteilung entlang der Platte treten in der linken Spalte A wieder fast identische Stromdichten entlang der Platte auf. Ein Unterschied zeigt sich in der rechten Spalte B, wo hier aufgrund der geringeren Plattenhöhe weniger Strommaxima entlang der Kanten auftreten als im vorhergehenden Fall.

Auch in der Richtcharakteristik lassen sich kleinere Unterschiede erkennen. Die vier Hauptkeulen weisen eine breitere Form auf und unterscheiden sich vom Betrag her deutlich weniger von den hier stärker ausgeprägten Nebenkeulen.

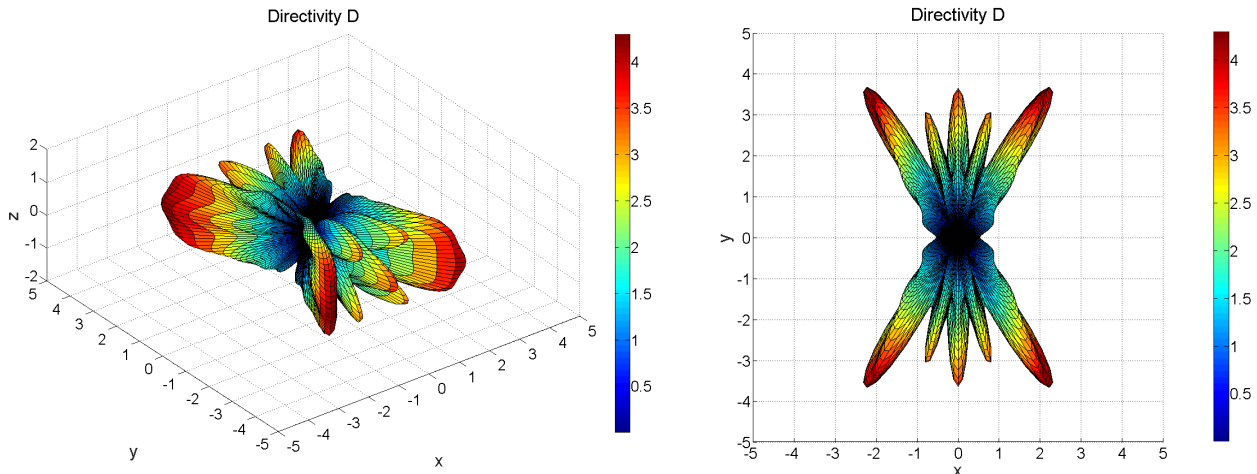


Abbildung 19: Richtcharakteristik der Dipolantenne nach einbringen der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$.

In den Abbildung 20 und 21 ist in dem rechten Graphen wieder die Platte gut zu erkennen, da wieder entlang der Kanten die $|\mathbf{E}|$ -Maxima auftreten. Entlang der vertikalen Kante bei $y = 0.5 m$ treten aber aufgrund er geringeren Plattenhöhe weniger Maxima auf als in Abbildung 15 und 16.

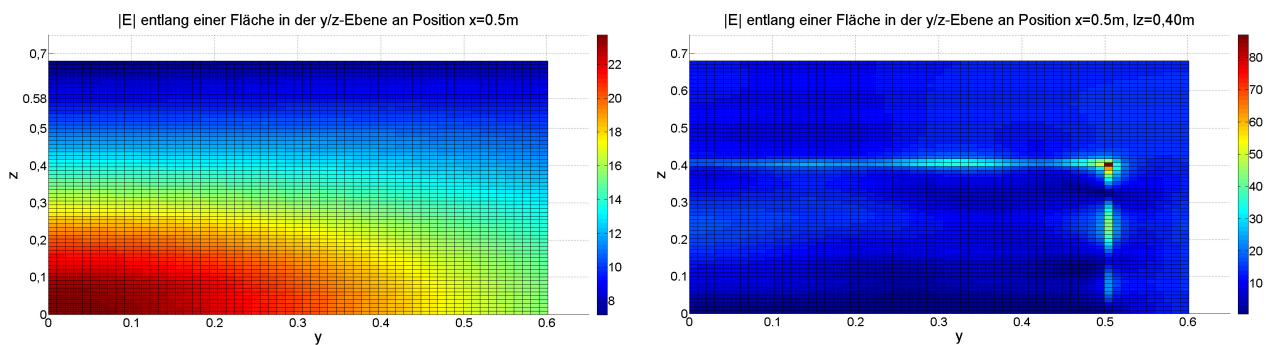


Abbildung 20: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor der Metallplatte auf der dem Dipol zugewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40 m$.

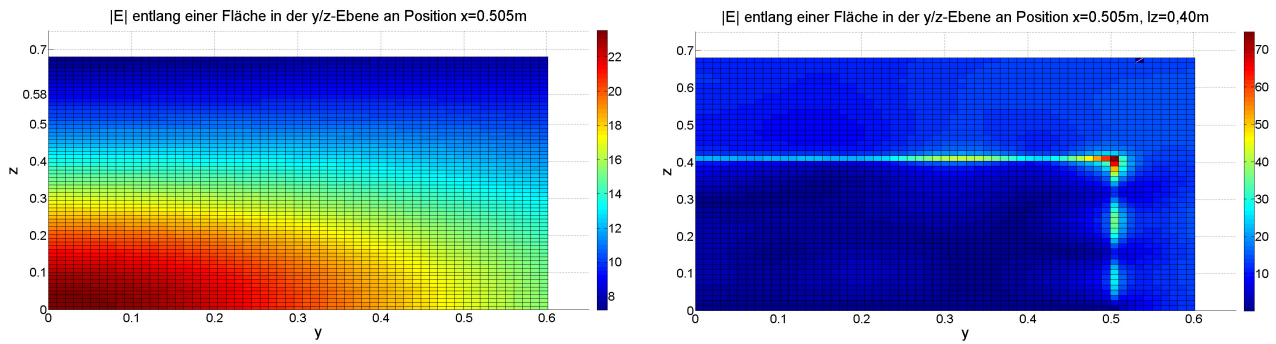


Abbildung 21: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1mm nach der Metallplatte auf der dem Dipol abgewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.40\text{ m}$.

Plattenhöhe $l_z = 0.28\text{ m}$

Abbildung 22 stellt wieder den Betrag des elektrischen Feldes um die Dipolantenne dar. Dabei ist hier die Abstrahlung in z-Richtung weniger stark ausgeprägt als bei den anderen beiden Modellen. Die abschirmende Wirkung in x-Richtung ist nach wie vor vorhanden, jedoch aufgrund der geringeren Plattenhöhe reduziert sich der abgeschirmte Bereich.

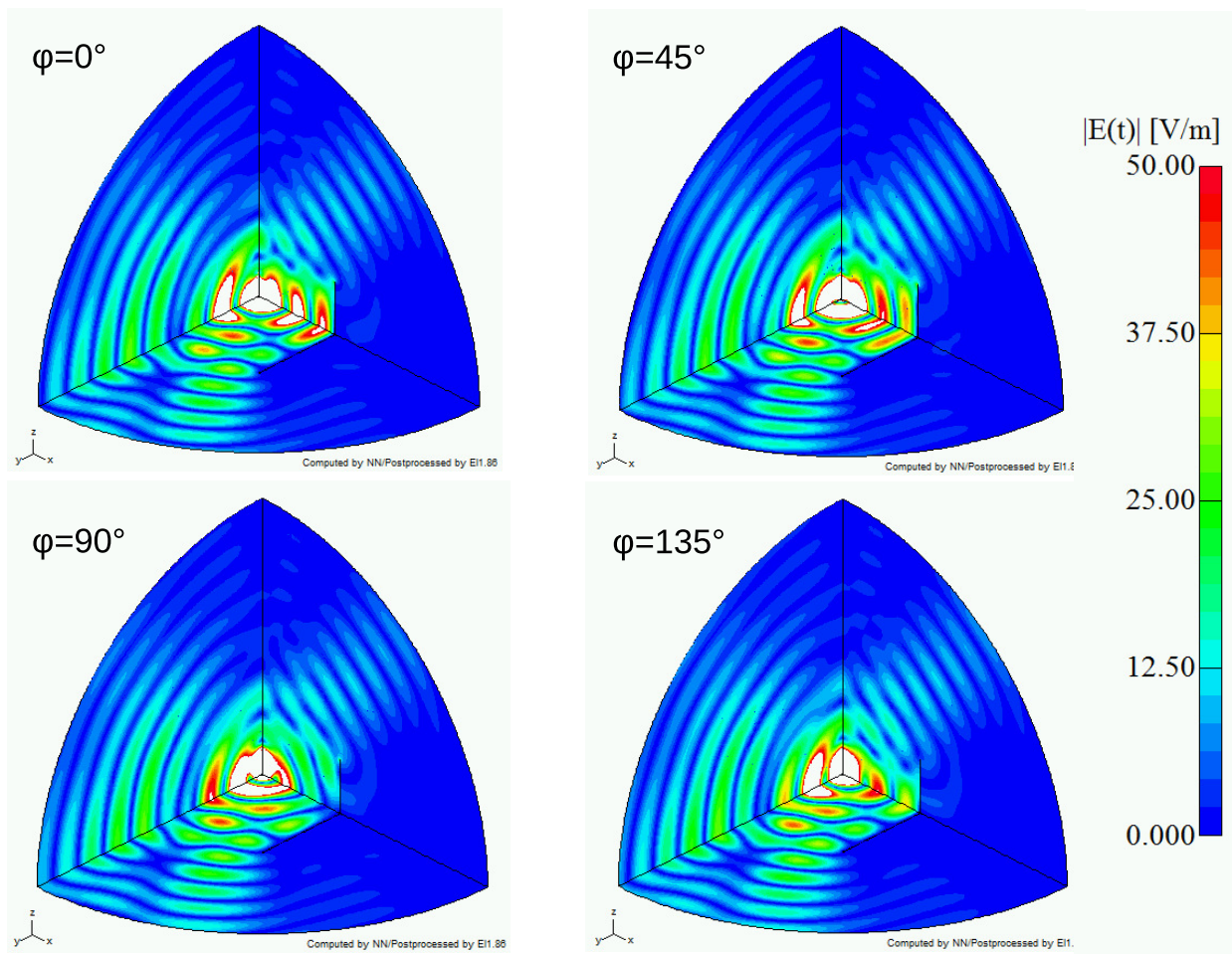


Abbildung 22: Betrag des \mathbf{E} -Felds dar für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28\text{ m}$.

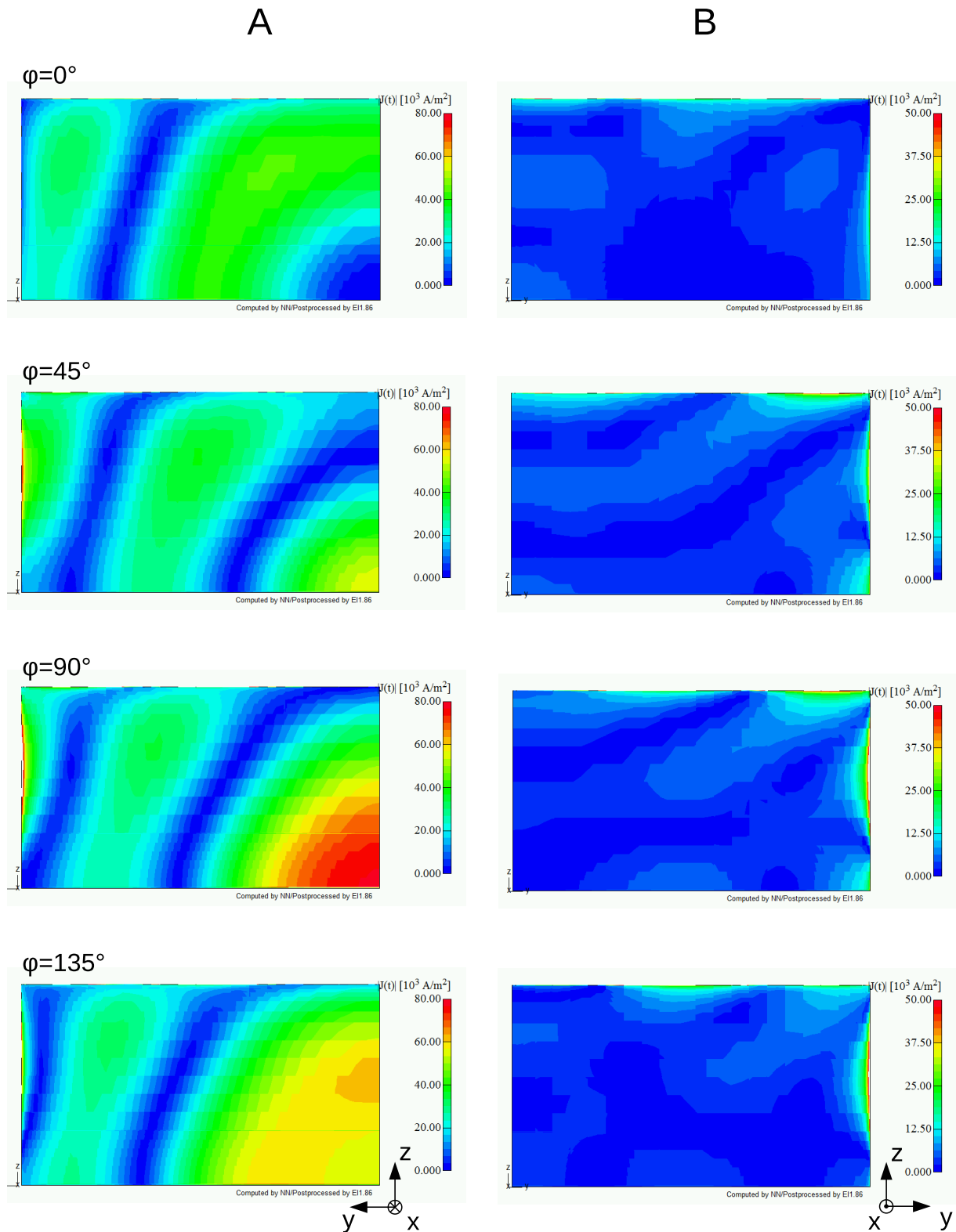


Abbildung 23: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Oberfläche der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 \text{ m}$.

Die Stromdichte entlang der Platte in der linken Spalte A zeigt zwei stärker ausgeprägte Maxima, welche bei einem Phasenwinkel $\varphi = 90^\circ$ auftreten. Einmal in der Mitte der Platte sowie entlang der vertikalen Kanten bei $y = 0.5 \text{ m}$.

Für die rechte Spalte B zeigen sich die Strommaxima, wie in den Modellen zuvor, entlang der

Kanten der Platte. Wobei sich die Anzahl der auftretenden Maxima aufgrund der nochmals kleineren Platte wieder reduziert.

Die veränderte Plattenhöhe führt zu einer stark ausgeprägten Richtcharakteristik der vier Hauptkeulen gegenüber der Nebenkeulen. Im Vergleich zu den anderen beiden Modellen, lässt sich im rechten Plot aus Abbildung 24 bereits eine kleine Keule in x-Richtung feststellen.

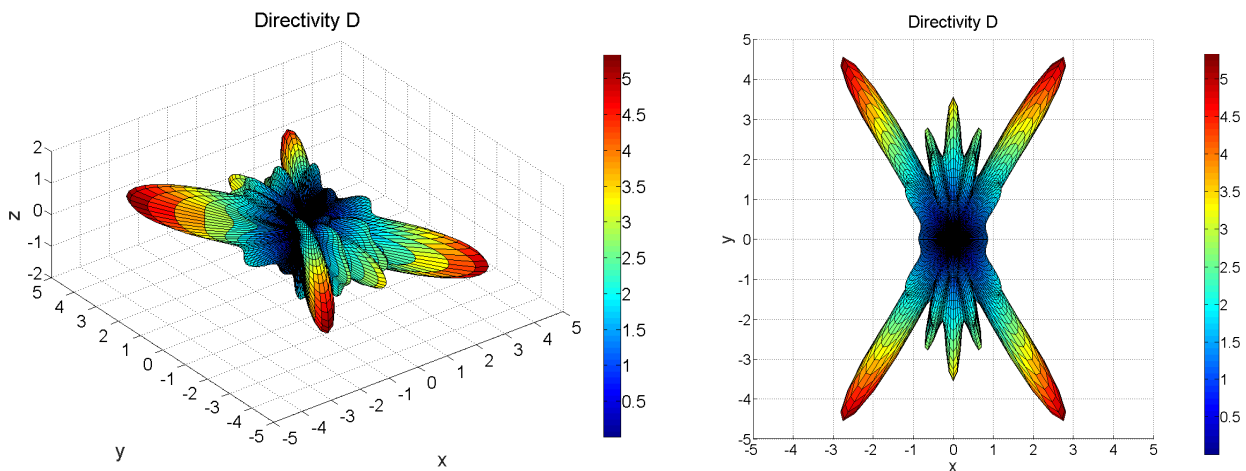


Abbildung 24: Richtcharakteristik der Dipolantenne nach einbringen der Metallplatte für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$.

Der Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche vor und nach der Platte in Abbildung 25 und 26 zeigen wieder die Feldüberhöhungen entlang der Kanten mit dem Maximum um die Ecke der Platte.

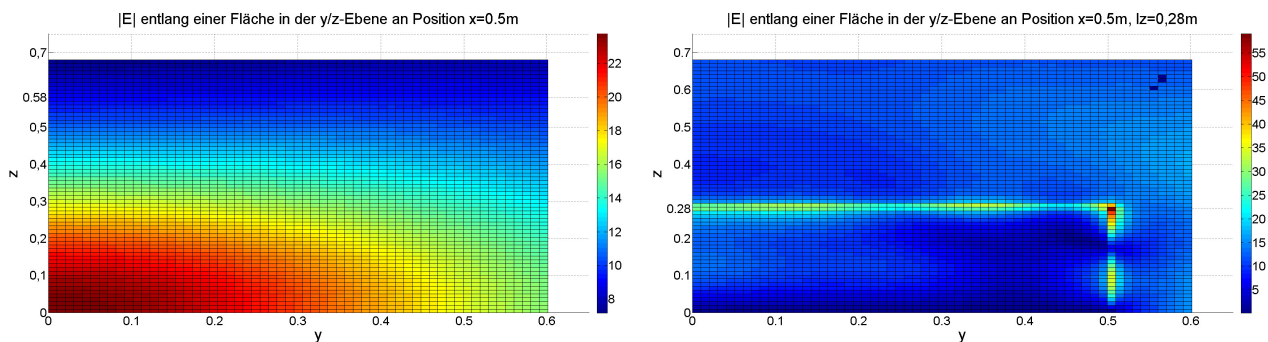


Abbildung 25: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor der Metallplatte auf der dem Dipol zugewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 m$.

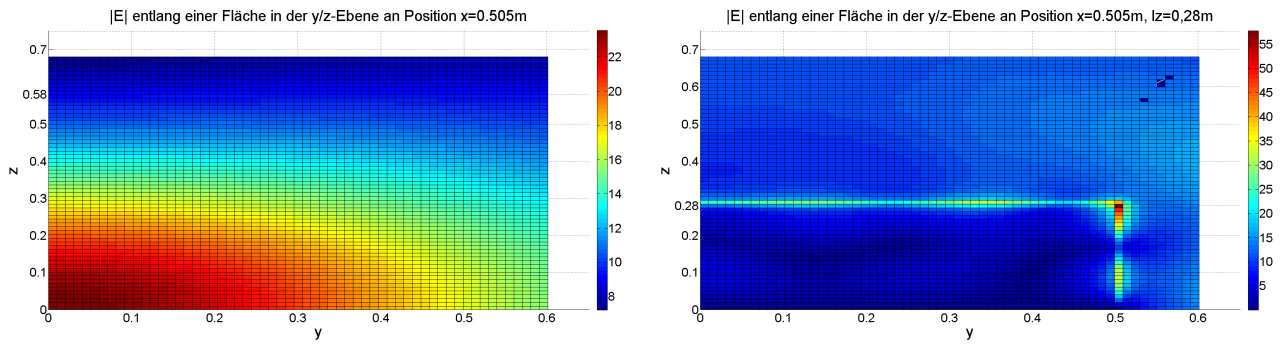


Abbildung 26: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm nach der Metallplatte auf der dem Dipol abgewandten Seite für den Fall Plattenhöhe $l_z = 0.28 \text{ m}$.

Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse für die drei Fälle

Der in Abbildung 27 dargestellte Verlauf zeigt den Betrag des elektrischen Felds entlang der x-Achse vor der Platte (links) sowie nach der Platte (rechts). Im linken Graphen zeigt sich für alle drei Fälle ein nahezu identischer Verlauf. Vergleicht man das \mathbf{E} -Feld hinter der Platte, auf der Dipolantenne abgewandten Seite, zeigt sich eine deutliche Abschwächung des \mathbf{E} -Felds für alle drei Fälle gegenüber dem Basismodell ohne Platte.

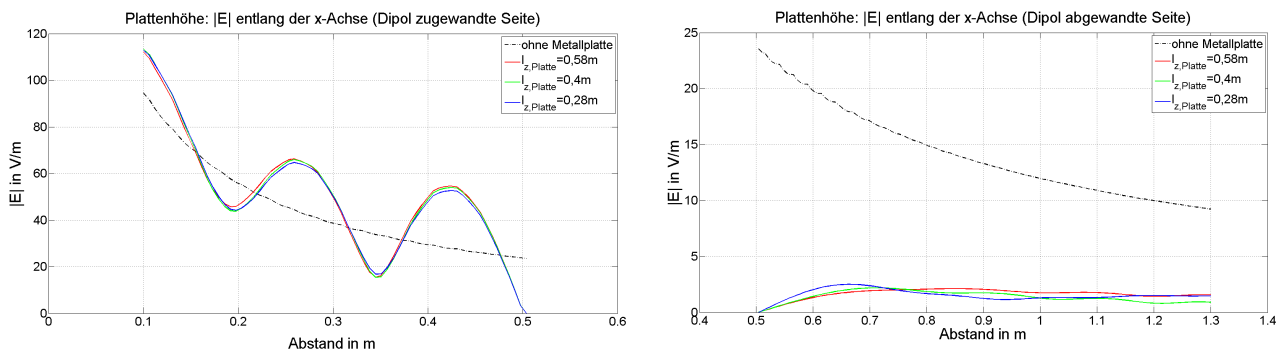


Abbildung 27: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse für alle drei Variationen der Plattenhöhe.

Entlang der y-Achse zeigt sich ein Minimum im elektrischen Feld bei ungefähr $y = 0.5 \text{ m}$, welches gut mit dem Ende der Platte übereinstimmt. Danach steigt es wieder kurz an und zeigt einen abfallenden Verlauf hin zum fernen Rand.

Entlang der z-Achse zeigt die Plattenhöhe seinen Einfluss, da das Modell mit der höchsten Platte mit $l_z = 0.58 \text{ m}$ weniger stark abfällt als die anderen beiden Modelle mit einer geringeren Plattenhöhe d.h. es wird mehr Leistung dorthin abgelenkt.

Betrag des E-Felds entlang der y-Achse und z-Achse für die drei Fälle

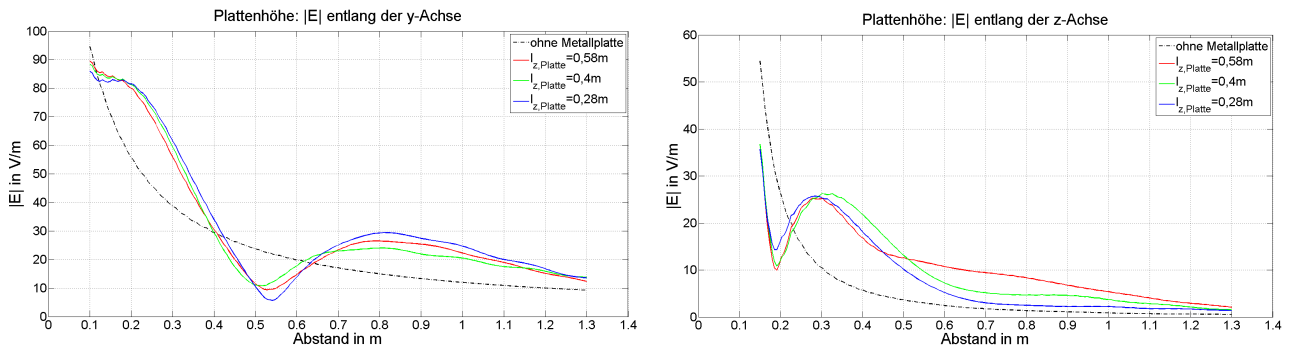


Abbildung 28: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) und z-Achse (rechts) für alle drei Variationen der Plattenhöhe.

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

	Dipolantenne (ohne Platte)	Plattenhöhe		
		$l_z = 0.58 \text{ m}$	$l_z = 0.40 \text{ m}$	$l_z = 0.28 \text{ m}$
Z	$(99.67 + j 59.51) \Omega$	$(86.26 + j 65.58) \Omega$	$(84.80 + j 65.80) \Omega$	$(84.59 + j 67.07) \Omega$
$ Z $	116.08Ω	108.36Ω	107.34Ω	107.95Ω
P_{rad}	1.478 W	1.468 W	1.471 W	1.450 W
W_{mag}	$4.26 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$	$4.73 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$	$4.67 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$	$4.54 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$
W_{el}	$4.19 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$	$4.64 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$	$4.58 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$	$4.45 \cdot 10^{-9} \text{ Ws}$
P_{verl}	$6.12 \cdot 10^{-4} \text{ W}$	$1.06 \cdot 10^{-3} \text{ W}$	$1.01 \cdot 10^{-3} \text{ W}$	$9.56 \cdot 10^{-4} \text{ W}$
D_{max}	1.62	4.49	4.29	5.32

Tabelle 2: Berechnete Werte aus dem Postprocessing der Simulationsergebnisse für alle drei Variationen der Plattenhöhe.

Die nach der Simulation mit MATLAB berechneten Werte sind in Tabelle 2 dargestellt, zum Vergleich wurden auch die berechneten Werte des Basismodells angefügt. Es zeigt sich, dass trotz einbringen der Platte beinahe in allen Modellen eine fast identische Leistung P_{rad} abgestrahlt wird. Jedoch wird diese Leistung aber, wie in den Plots für die Richtcharakteristik ersichtliche ist, in unterschiedliche Richtungen abgegeben.

Dies spiegelt sich auch im Maximalwert der Richtcharakteristik D wieder, wo die drei Modelle aufgrund der Platte wesentlich vom Basismodell abweichen. Dabei zeigt sich bei dem Modell mit der geringsten Plattenhöhe $l_z = 0.28 \text{ m}$ die betragsmäßig am stärksten ausgeprägte Richtcharakteristik.

Im Vergleich zum Basismodell verändert sich durch die zusätzlich eingebrachte Platte auch die Impedanz im betrachteten Volumen. Die Modelle mit Metallplatte weisen einen niedrigeren Realteil sowie einen höheren Imaginärteil als das Basismodell auf.

Die Verluste sind für die drei Modelle aufgrund der Platte ebenso größer im Vergleich zum Basismodell, dabei zeigt sich, dass diese mit zunehmender Plattengröße ebenfalls leicht steigen.

Anhand der Simulation zeigt sich, dass die Plattenhöhe auf die Abschirmwirkung entlang x-Achse nur einen geringen Einfluss auf die Amplitude hat. Jedoch reduziert sich der abgeschirmte Bereich hinter der Platte, aufgrund der geringeren Plattenhöhe.

Bei den Feldbilder aller Modelle zeigt sich, aufgrund er Platte, ein gegenüber dem Basismodell deutlich gestörtes Feldbild. Es ergeben sich durch die induzierten Ströme in der Platte welche in Abbildung 13, 18 und 23 dargestellt sind Strommaxima entlang der Oberflächen. Diese einzelnen Strommaxima stellen wiederum eine beschleunigte Ladung und somit einen parasitären Strahler dar, welche ihrerseits wieder eine elektromagnetische Welle abstrahlen. Dadurch kommt es zu Überlagerungen mit dem von der Dipolantenne abgestrahlten elektromagnetischen Feld. Ein zweiter Effekt tritt durch Reflexionen der einfallenden Welle auf der Platte auf. Diese wird bei einem idealen Leiter vollständig reflektiert und führt wieder zu konstruktiven und destruktiven Überlagerungen im resultierenden Feldbild um die Antenne.

5.3 Variation der Plattendicke

5.3.1 Allgemeine Beschreibung

Bei dieser Versuchsreihe soll die Auswirkung der Plattendicke d anhand des Modells aus Abschnitt 5.2 mit einer Plattenhöhe von $l_z = 0.28 \text{ m}$ untersucht werden. Es wurden dabei drei Fälle mit folgenden Plattenstärken simuliert:

- $d = 0.1 \text{ mm}$
- $d = 0.5 \text{ mm}$
- $d = 3 \text{ mm}$

5.3.2 Ergebnisse

In Abbildung 29 ist der Betrag des \mathbf{E} -Felds für einen Phasenwinkel dargestellt. Es zeigt sich kein nennenswerter Unterschied in den drei simulierten Fällen bei unterschiedlicher Plattendicke.

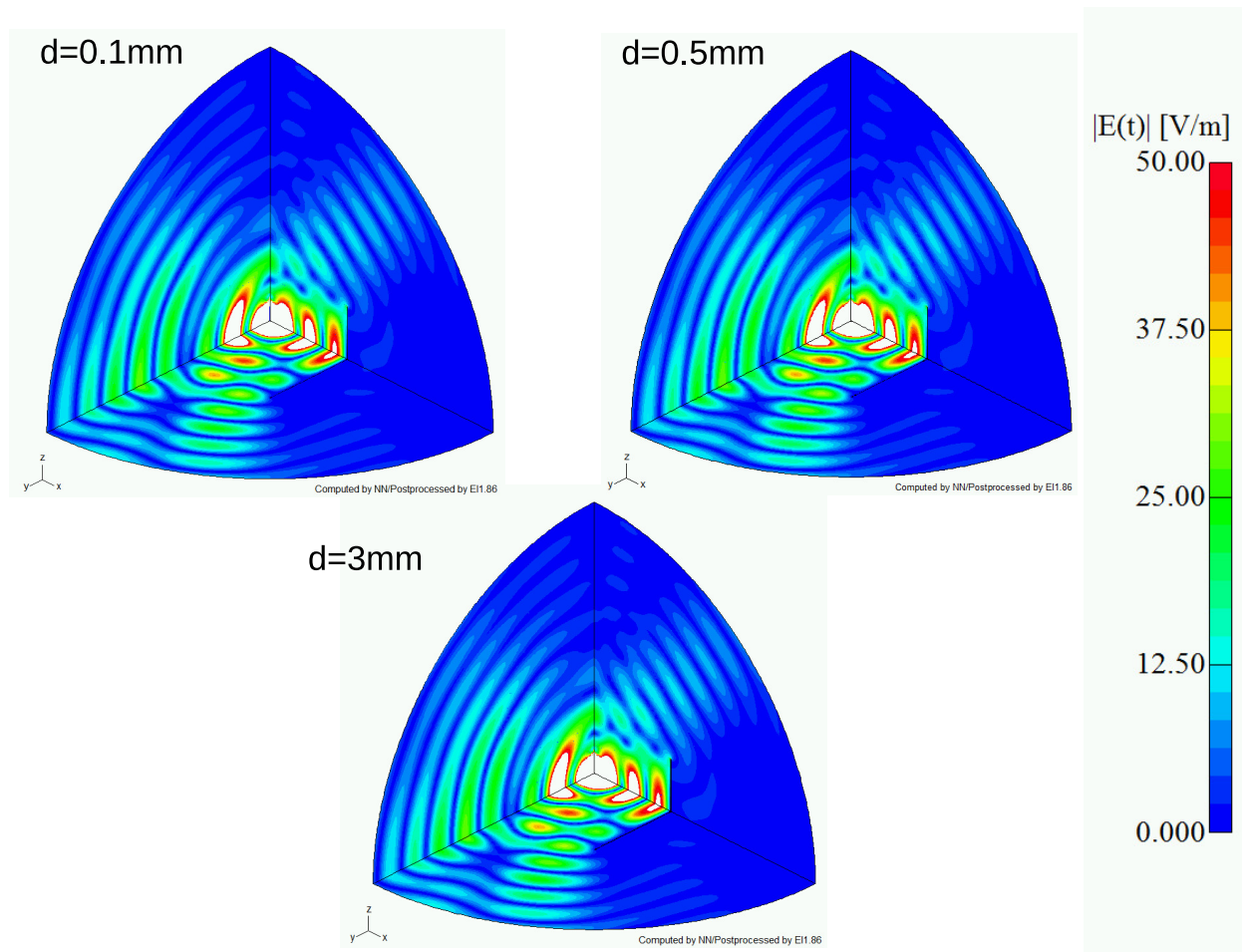


Abbildung 29: Betrag des \mathbf{E} -Felds mit einem Phasenwinkel $\varphi = 0^\circ$ für die drei verschiedenen Plattenstärken.

Bei dem Betrag der Stromdichte \mathbf{J} entlang der Plattenoberfläche zeichnet sich ein ähnliches Bild wie bei den elektrischen Feldstärken. Weder auf der Dipolantenne zugewandten Seite in Spalte A noch auf der Dipolantenne abgewandten Seite in Spalte B aus Abbildung 30 lassen sich grobe qualitative Abweichungen feststellen.

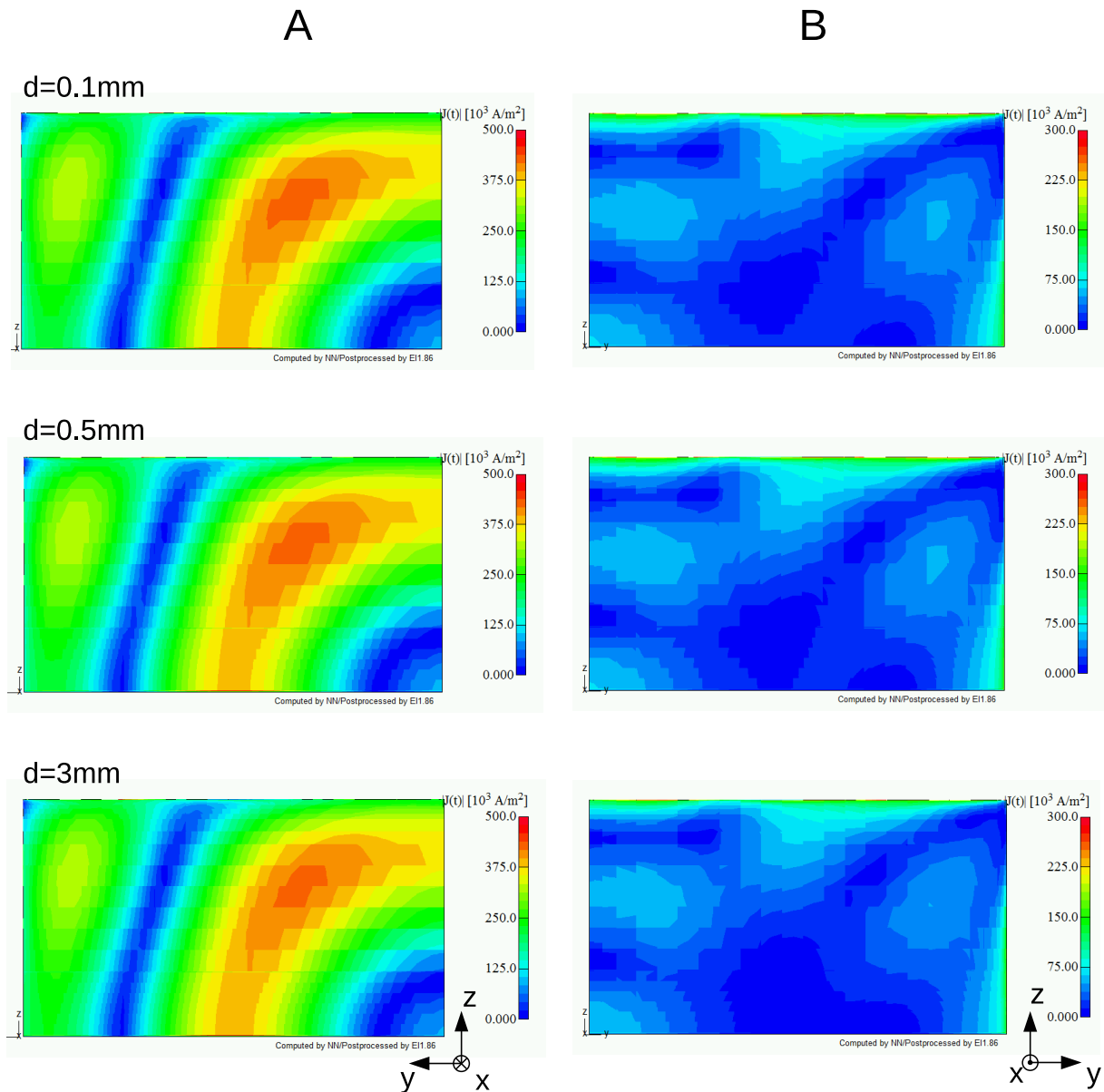


Abbildung 30: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} entlang der Plattenoberfläche bei einem Phasenwinkel $\varphi = 0^\circ$ für verschiedenen Plattendicken.

In den beiden Diagrammen aus Abbildung 31 ist der Betrag des elektrischen Feldes $|\mathbf{E}|$ entlang der x-Achse für die drei Fälle dargestellt. Im linken Diagramm zeigt sich kein nennenswerter Einfluss der Plattendicke auf den Verlauf, jedoch im rechten Diagramm sind kleine Abweichungen in den drei Fällen festzustellen. Mit größerer Plattendicke $d = 3 \text{ mm}$ wird auch das \mathbf{E} -Feld hinter der Platte etwas stärker abgeschwächt als in den anderen beiden Fällen. Vergleicht man die Kurvenverläufe von $d = 0.1 \text{ mm}$ mit $d = 0.5 \text{ mm}$ ist der Unterschied in der Abschwächung des elektrischen Feldes jedoch nur mehr sehr gering. Dennoch kann man einen Trend einer schlechteren Abschirmung, wenn auch nur gering, hin zu dünneren Plattenstärken erkennen. Weiters erweckt der Verlauf des \mathbf{E} -Felds im rechten Diagramm aus Abbildung 31 den Anschein, als würde das Feld hin zum Rand ansteigen. Dies ist jedoch nur ein kurzer Anstieg, erweitert man den Radius fällt das \mathbf{E} -Feld wieder mit $1/r$ ab.

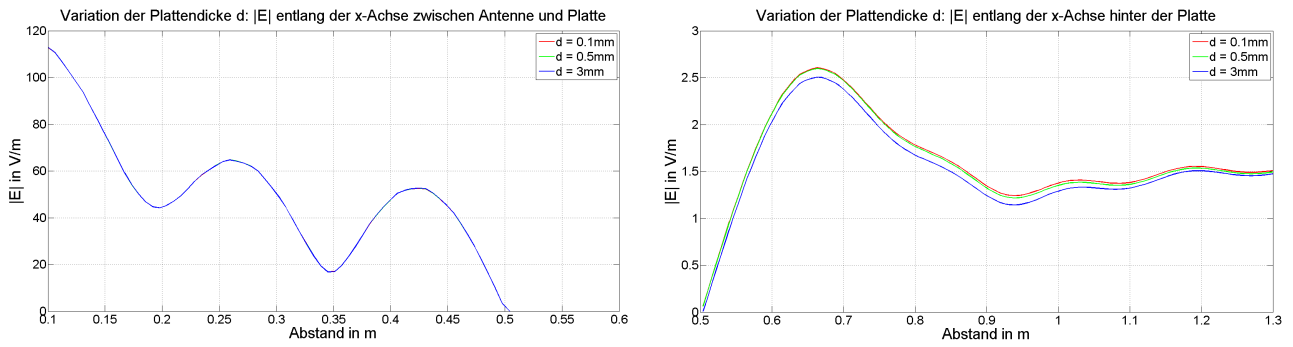


Abbildung 31: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x -Achse vor der Platte auf der Antenne zugewandten Seite (links) hinter der Platte (rechts) für verschiedenen Plattendicken.

Für den Betrag des elektrischen Felds entlang der y - und z -Achse aus Abbildung 32 zeigt sich wieder für alle drei simulierten Fälle ein fast exakt identischer Kurvenverlauf.

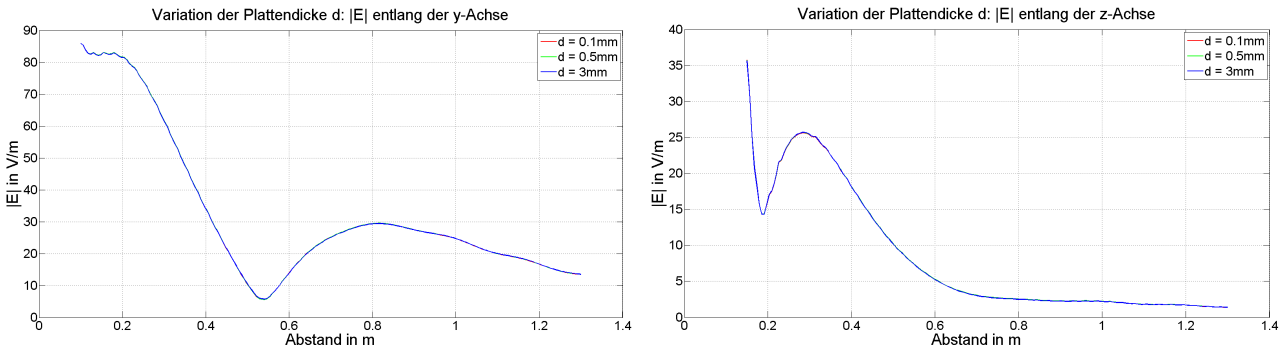


Abbildung 32: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y -Achse (links) und z -Achse (rechts) für die verschiedenen Plattendicken.

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

	$d = 0.1 \text{ mm}$	$d = 0.5 \text{ mm}$	$d = 3 \text{ mm}$
Z	$(84.63 + j 67.08)\Omega$	$(84.62 + j 67.08)\Omega$	$(84.63 + j 67.09)\Omega$
$ Z $	107.98 Ω	107.99 Ω	107.99 Ω
P_{rad}	1.448 W	1.448 W	1.448 W
W_{mag}	$4.54 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.54 \cdot 10^{-9}$ Ws	$5.54 \cdot 10^{-9}$ Ws
W_{el}	$4.45 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.45 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.45 \cdot 10^{-9}$ Ws
P_{verl}	$2.68 \cdot 10^{-3}$ W	$2.83 \cdot 10^{-3}$ W	$2.78 \cdot 10^{-3}$ W
D_{max}	5.32	5.32	5.31

Tabelle 3: Berechnete Werte für die verschiedenen Plattendicken aus dem Postprocessing der Simulationsergebnisse.

Die mittels MATLAB berechneten Werte aus Tabelle 3 zeigen für alle Fälle fast identische Werte für alle berechneten Größen. Die kleineren Abweichungen in den Verlusten P_{verl} lassen sich auf die Verbreiterung der Platte und damit auf die geringfügig geänderte Diskretisierung zurückführen, da man nicht in den Bereich der in (79) berechneten Eindringtiefe kommt.

Die sehr geringen Auswirkungen der Plattendicke auf die Ergebnisse lassen sich dadurch erklären, dass diese noch wesentlich größer als die in (79) berechnete Eindringtiefe ist. Ein größerer Effekt würden erst in Erscheinung treten, wenn die Plattendicke in den Bereich der Eindringtiefe des Stromes kommt.

5.4 PEC - Perfect Electric Conductor

5.4.1 Allgemeine Beschreibung

In dieser Simulation soll eine modellierte Metallplatte wie aus dem vorhergehenden Abschnitten durch ein ideales Modell (PEC) ersetzt und die Ergebnisse anschließend miteinander verglichen werden. Dabei wurde als Ausgangsmodell das aus Abschnitt 5.3 mit einer Plattenhöhe von $l_z = 0.28\text{ m}$ verwendet. Ausgehend von diesem Basismodell wurde die Platte durch ideale elektrische Leiter (PECs) ersetzt und dabei wurden zwei Fälle unterschieden:

- Platte vollständig mit PEC modelliert
- PEC-Layer

Bei dem ersten Modell wurde dabei die Metallplatte vollständig mit Hilfe von PECs nach modelliert, während hingegen bei dem zweiten Modell lediglich ein PEC-Layer an der dem Dipol zugewandten Seite der Platte modelliert wurde, d.h. die Plattendicke d , also die Ausdehnung der Platte in x-Richtung wurde hier vernachlässigt.

Mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.1 vorgestellten speziellen Randbedingungen kann ein PEC im Modell modelliert werden, wobei hier für diese Simulationsreihe $A_t = 0$ aus Gleichung (31) vorgegeben wurde.

5.4.2 Ergebnisse

In Abbildung 33 sind die Feldplots des Betrags des elektrischen Felds für den Phasenwinkel $\varphi = 0^\circ$ für die drei Fälle dargestellt und es zeigt sich für alle drei Simulationsmodelle einen nahezu identischer Feldverlauf. Es bildet sich in allen Modellen die gleiche Abstrahlcharakteristik in Betrag und Richtung aus und die abschirmende Wirkung in x-Richtung ist ebenfalls für alle Modelle erkennbar.

Im rechten Feldplot ist der Bereich zwischen Antenne und Platte bzw. PEC entlang der x/z-Ebene detaillierter dargestellt. Nahe um die Antenne sind wieder Nahfeldeffekte zu erkennen, sowie die auftretenden Maxima des $|\mathbf{E}|$ -Felds entlang der x-Achse sind gut ersichtlich und treten in allen Modellen an den selben Positionen auf. Entlang der Kante ist hingegen nur ein sehr schwach ausgeprägter Beugungseffekt zu erkennen, dabei zeigen die Modelle mit PEC nahezu ähnliche Auswirkungen auf das Feld als das Modell mit Metallplatte.

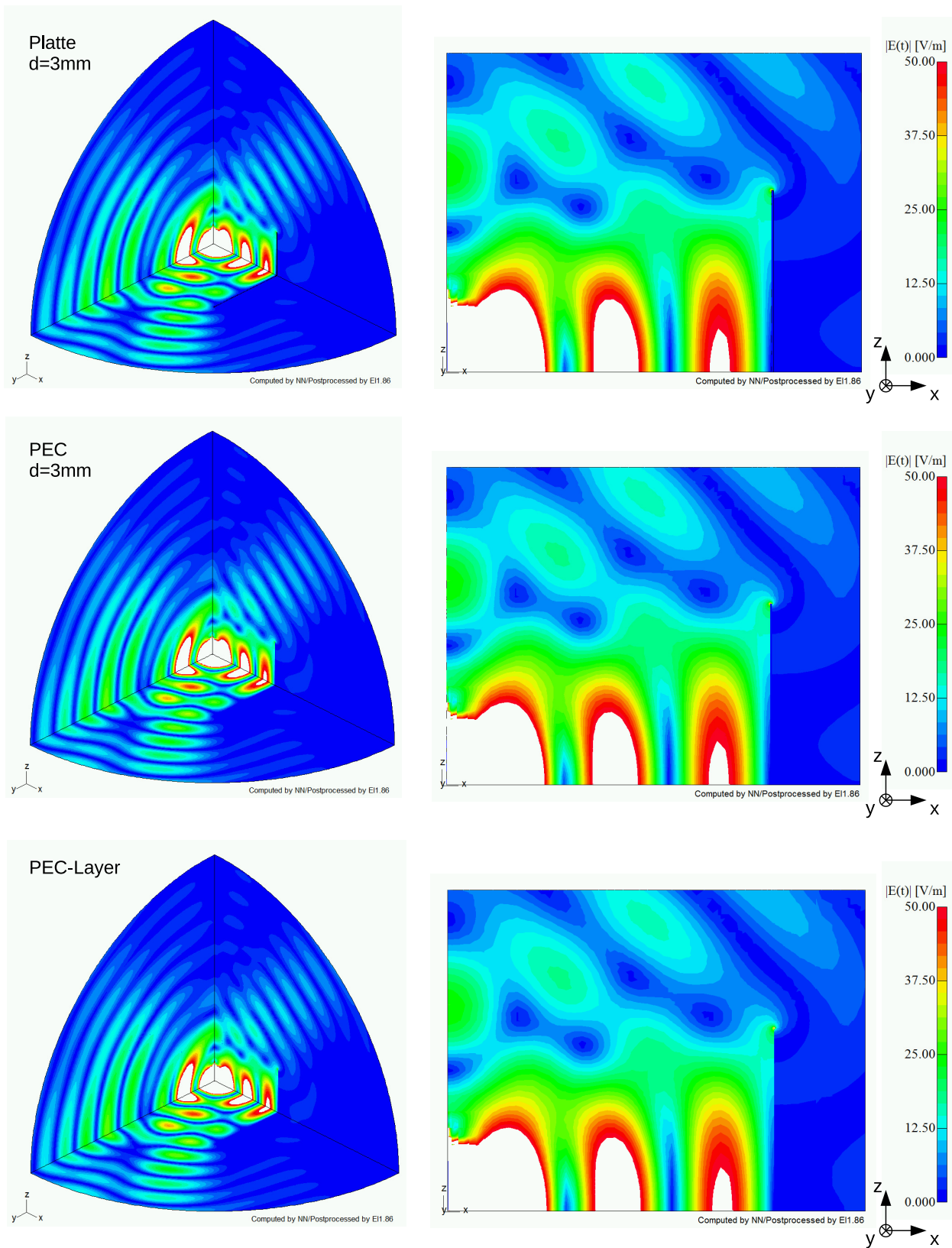


Abbildung 33: Vergleich der Beträge des \mathbf{E} -Felds der simulierten Modelle mit PECs.

In der Abbildung 34 ist der Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse für die simulierten Modelle dargestellt, zum Vergleich wurden auch die Verläufe aus dem vorhergehenden Simulationen aus Abschnitt 5.3 ins Diagramm aufgenommen. Dabei ist zu erkennen, dass das PEC_{3mm} -Modell sehr nahe an der Metallplatte mit $d = 3\text{ mm}$ liegt und das PEC_{Layer} -Modell sich annähernd

wie eine sehr dünne Metallplatte verhält.

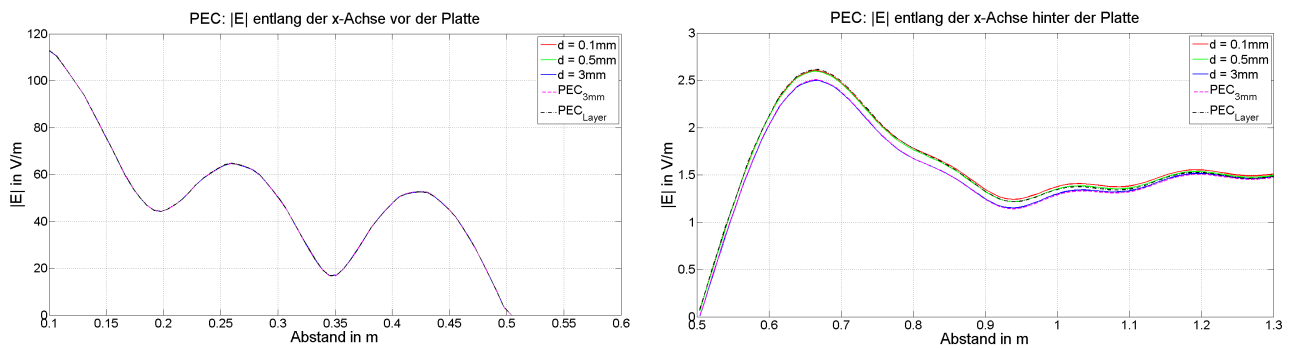


Abbildung 34: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse vor der Platte auf der Antenne zugewandten Seite (links) hinter der Platte (rechts) für die Simulation mit PEC.

Weiters sind in Abbildung 35 die Verläufe entlang der y-Achse (links) sowie der z-Achse (rechts) dargestellt. Die Modelle mit PECs bilden auch hier wieder das reale Verhalten einer Metallplatte sehr gut ab.

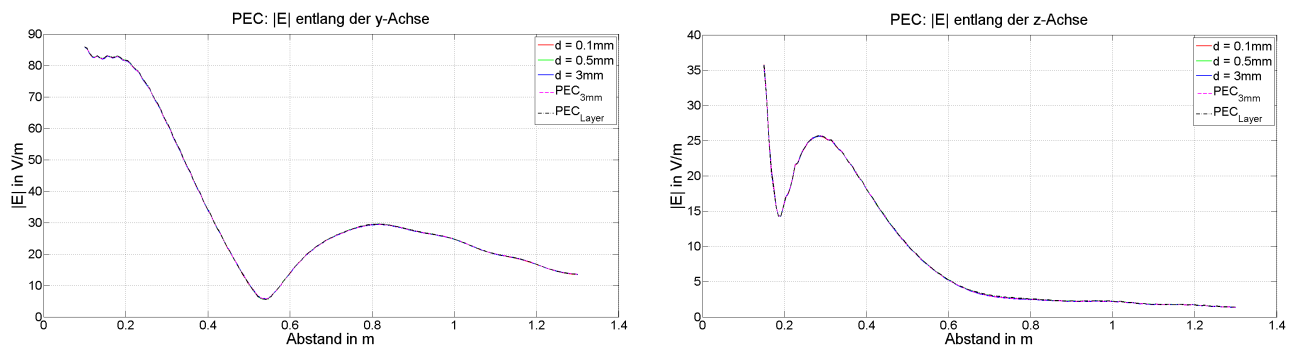


Abbildung 35: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) sowie entlang der z-Achse (rechts) für die Simulation mit PEC.

Abbildung 36 zeigt den unmittelbaren Bereich um die Platte, dabei wurde die Platte im linken Feldplot mit PECs und im rechten Plot mit den Materialparametern modelliert. Die Verläufe des Betrages der magnetische Erregung sind für beide Modell identisch d.h. die Auswirkungen der Permeabilität des Materials sind vernachlässigbar.

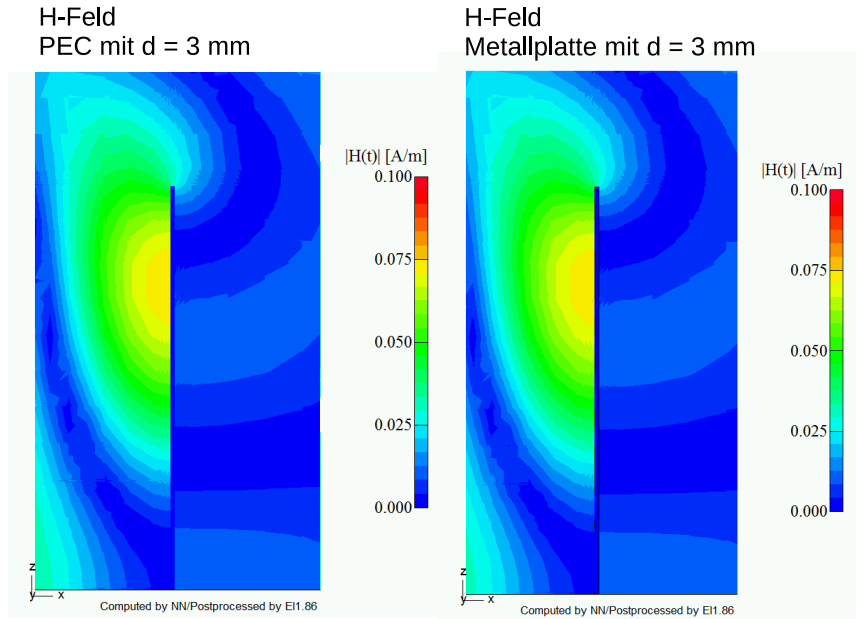


Abbildung 36: Betrag des \mathbf{H} -Felds unmittelbar um die Platte, links dargestellt das Modell mit PEC und rechts das Modell mit der Metallplatte.

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

	<i>Metallplatte mit d = 3 mm</i>	<i>PEC_{3mm}</i>	<i>PEC_{Layer}</i>
Z	$(84.63 + j 67.09)\Omega$	$(84.58 + j 67.07)\Omega$	$(84.57 + j 67.00)\Omega$
$ Z $	107.99 Ω	107.95 Ω	107.90 Ω
P_{rad}	1.448 W	1.451 W	1.452 W
W_{mag}	$4.54 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.54 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.55 \cdot 10^{-9}$ Ws
W_{el}	$4.45 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.45 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.45 \cdot 10^{-9}$ Ws
P_{verl}	$2.78 \cdot 10^{-3}$ W	$7.39 \cdot 10^{-4}$ W	$7.39 \cdot 10^{-4}$ W
D_{max}	5.31	5.32	5.33

Tabelle 4: Berechnete Werte aus dem Postprocessing für den Vergleich PEC mit Metallplatte.

Bei den in Tabelle 4 berechneten Werte zeigen sich ebenfalls keine nennenswerten Abweichungen. Unterschiede ergeben sich nur bei der zusätzlichen Verlustleistung P_{verl} die im Modell mit Metallplatte auftritt. Diese ist bei den Modellen mit PEC null da auf einem idealen Leiter keine Verluste auftreten.

Durch die Verwendung von PECs muss die Platte nicht mehr so fein diskretisiert werden und dadurch kann Rechenleistung und benötigte Speicherplatz eingespart werden. In Tabelle 5 ist der Bedarf an RAM-Speicher während der Simulation für die drei Modelle dargestellt.

Speicherauslastung der Modelle:

<i>Metallplatte mit $d=3mm$</i>	<i>PEC_{3mm}</i>	<i>PEC_{Layer}</i>
221 GB	195 GB	148 GB

Tabelle 5: RAM-Speicherauslastung der Simulationsmodelle.

Dadurch lässt sich zeigen, dass sich der Speicherbedarf durch die Verwendung von PECs und den damit reduzierten Diskretisierungsaufwand leitender Strukturen deutlich senken lässt, ohne dabei die Simulationsergebnisse zu stark zu verfälschen. Damit können Simulationsmodell im Hinblick auf Speicherbedarf und Rechenleistung optimiert werden, einzig alleine die Verluste können mit PECs nicht abgebildet werden.

5.5 Variation der Plattenposition

5.5.1 Allgemeine Beschreibung

Anhand der Ergebnisse aus Abschnitt 5.2 wird in dieser Versuchsreihe die Plattenposition entlang der x-Achse variiert. Dabei wird die Platte einmal an die Positionen des

- a) **|E|-Feld Maximum bei $x = 0.2618$ m** und
- b) **|E|-Feld Minimum bei $x = 0.3483$ m**

laut Abbildung 27 verschoben.

Für diese Versuche ist das Modell aus Abschnitt 5.2 mit einer Plattenhöhe von $l_z = 0.28$ m verwendet worden.

5.5.2 Ergebnisse

Platte an der Position des E-Feld Maximum

In Abbildung 37 ist der Betrag des **E**-Felds für die verschiedenen Phasenwinkel φ dargestellt. Auffällig sind die stark ausgeprägten Wellenberge entlang der y-Achse, welche bei dieser geometrischen Anordnung der Platten konstruktiv interferieren. Dabei überlagert sich das Feld der Dipolantenne mit den von den Platten reflektierten Wellen.

Betrachtet man den Verlauf der Feldbilder über die Phasenwinkel φ erkennt man, dass sich die Felder entlang der x-Achse direkt vor der Platte ebenfalls konstruktiv überlagern. Dadurch steigt der Betrag des **E**-Felds auch über die Platte hinweg an und die Welle beugt sich stärker um die Platte. Die Welle gelangt dadurch auch stärker in den Abschirmbereich hinter der Metallplatte.

Im Nahfeldbereich der Antenne treten ebenfalls höhere Feldstärken auf, dabei zeigt sich auch ein Anstieg des **E**-Felds oberhalb der Antenne entlang der z-Achse.

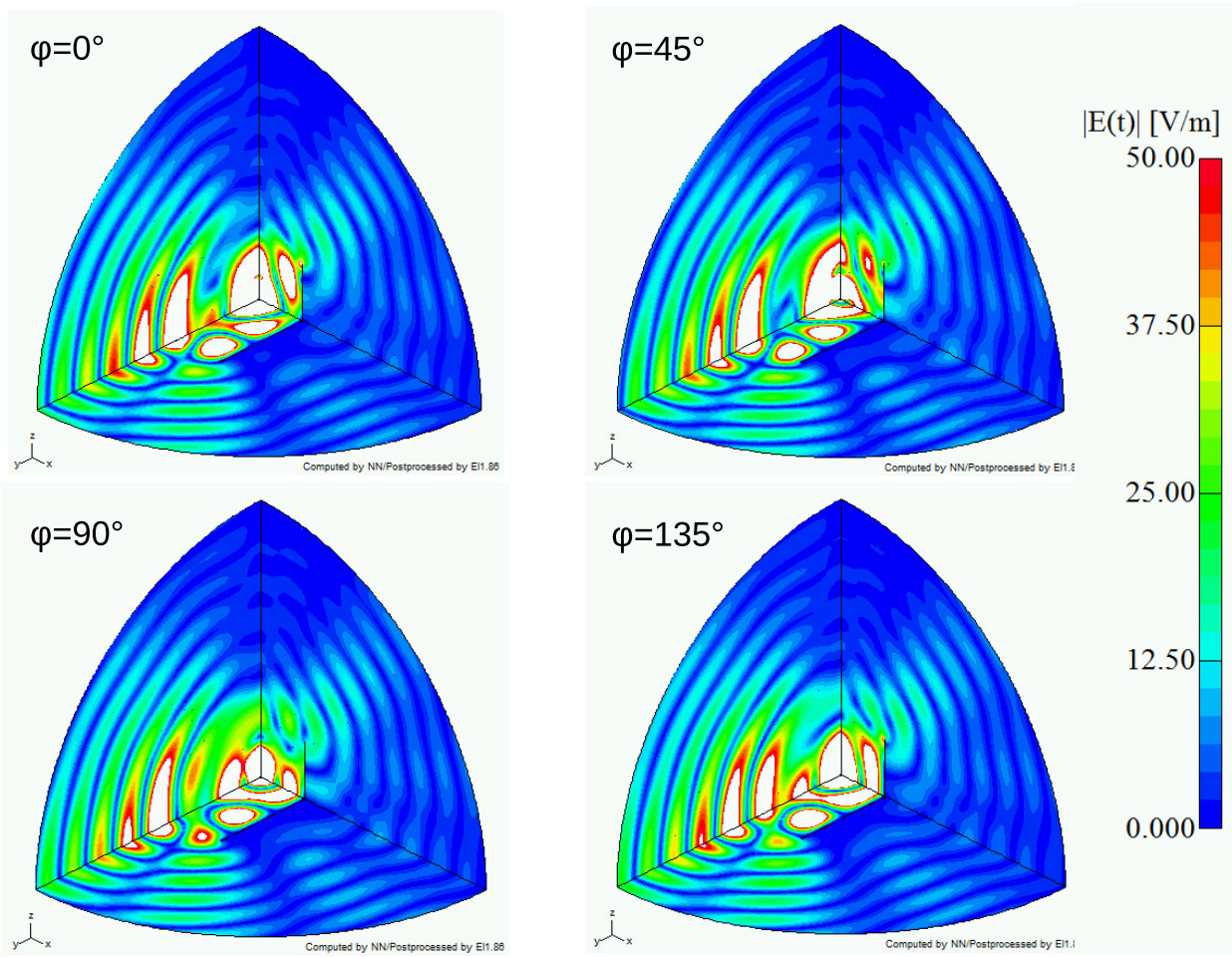


Abbildung 37: Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Plattenposition an der Stelle $|\mathbf{E}|_{max}$.

Vergleicht man die Verläufe der Stromdichten $|\mathbf{J}|$ beider Modelle aus Abbildung 38 und 41 miteinander fällt auf, dass im Fall a) Plattenposition bei $|\mathbf{E}|_{max}$ höhere Maxima von $|\mathbf{J}|$ entlang der Oberfläche auftreten. Dieser Unterschied zeigt sich auf beiden Seiten, auf der Antennen zugewandten (Spalte A) sowie auf der abgewandten Seite (Spalte B) der Metallplatte.

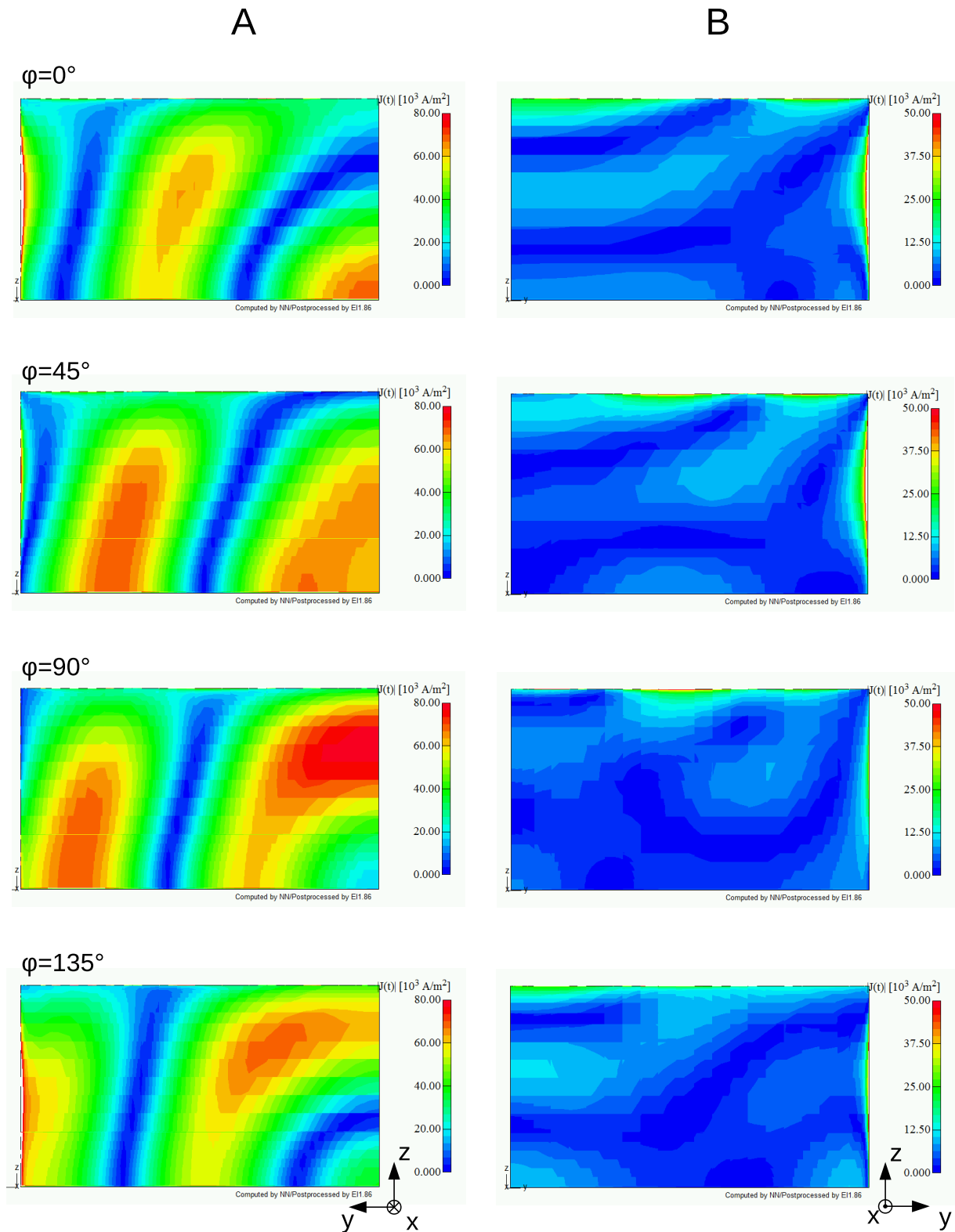


Abbildung 38: Stromdichte \mathbf{J} auf der Platte für die Plattenposition an der Stelle $|\mathbf{E}|_{max}$.

Die resultierende Richtcharakteristik für die Anordnung wo die Platte am $|\mathbf{E}|$ -Feld Maximum platziert wurde ist in Abbildung 39 dargestellt, dabei ist eine deutlich ausgeprägte Hauptkeule entlang der y-Achse zu erkennen. Die stark ausgeprägte Directivity ist auch in den Feldplots aus Abbildung 37 bereits deutlich anhand der starken Feldstärken entlang der y-Achse zu erkennen.

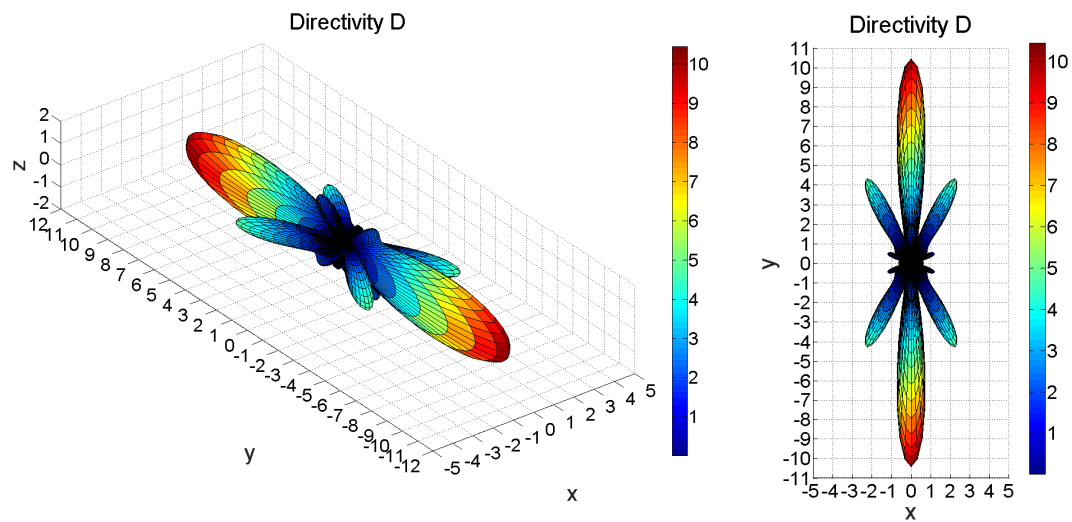


Abbildung 39: Resultierende Richtcharakteristik für den Fall Plattenposition an der Stelle $|\mathbf{E}|_{max}$.

Platte an der Position des E-Feld Minimum

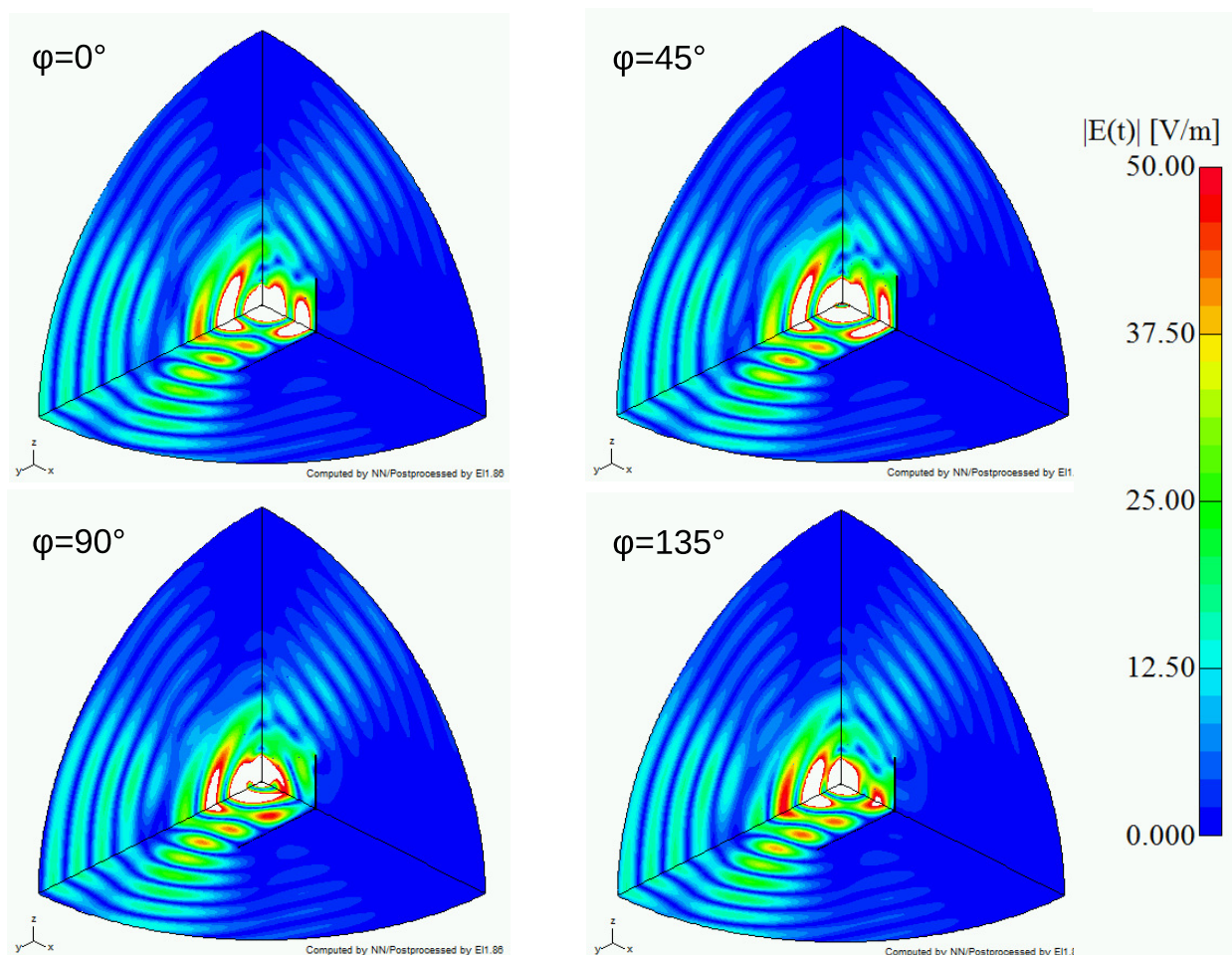


Abbildung 40: Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Plattenposition an der Stelle $|\mathbf{E}|_{min}$.

Betrachtet man den Betrag des elektrischen Felds für die verschiedenen Phasenwinkel φ in Abbildung 40 zeigt sich, dass sich die Felder in einem Bereich entlang der y-Achse auslöschen.

Die Wellen überlagern sich hier destruktiv und löschen sich fast vollständig aus. Entlang der x -Achse sind die auftretenden Maxima ebenfalls schwächer ausgeprägt als für den Fall a). Dadurch kommt es vor der Platte zu keinem starken Anstieg des \mathbf{E} -Felds. Zusätzlich ist hier der Beugungseffekt entlang der Kanten der Platte nur schwach ausgeprägt.

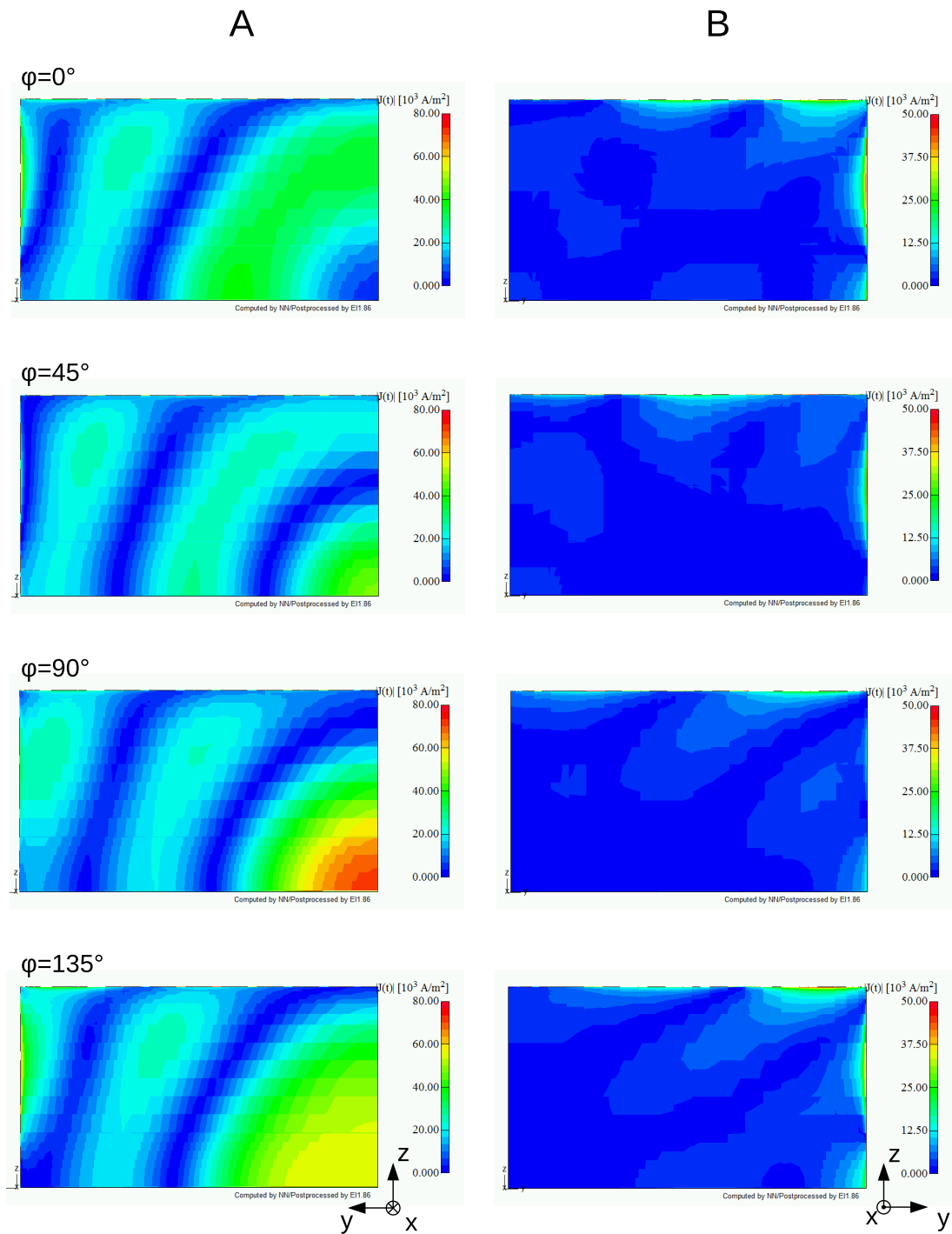


Abbildung 41: Stromdichte \mathbf{J} auf der Platte für die Plattenposition an der Stelle $|\mathbf{E}|_{min}$.

Für den in Abbildung 41 dargestellten Betrag der Stromdichte \mathbf{J} zeigen sich für diesen Fall keine besonderen Auffälligkeiten, die Verläufe und Beträge sind mit jenen aus Abschnitt 5.2 Abbildung 23 ähnlich.

Für den Fall b), dass die Platte an der Position des $|\mathbf{E}|$ -Feld Minimums platziert wurde, ist in

Abbildung 42 die resultierende Richtcharakteristik abgebildet. Daraus sind betragsmäßig drei fast identische stark ausgeprägte Hauptkeulen zu erkennen. Die Hauptkeule entlang der y-Achse weist jedoch eine andere Form auf und ist deutlich weniger stark ausgeprägt als im Fall a).

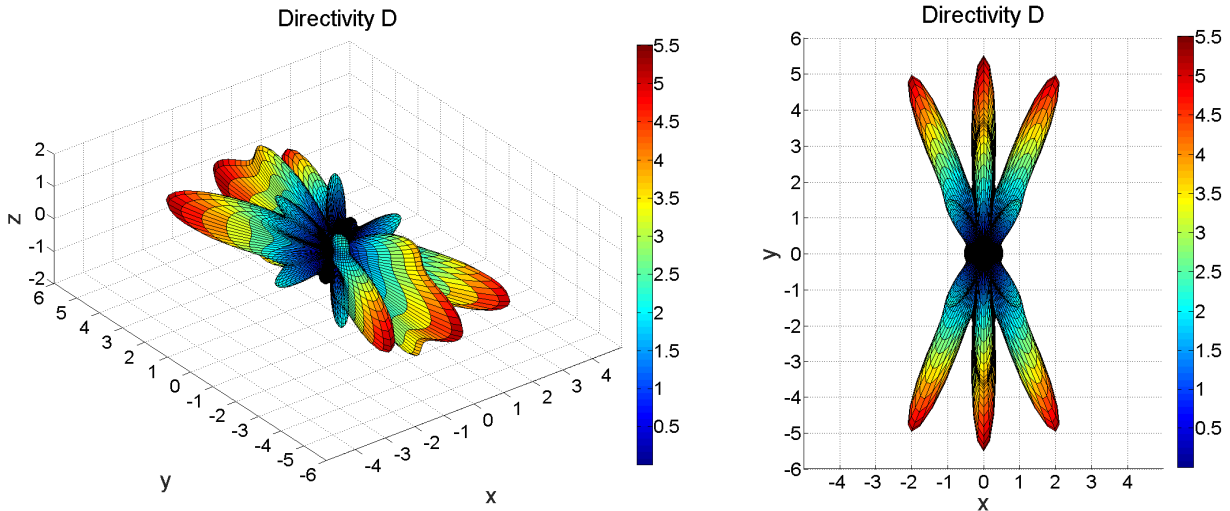


Abbildung 42: Resultierende Richtcharakteristik für den Fall Plattenposition an der Stelle $|\mathbf{E}|_{min}$.

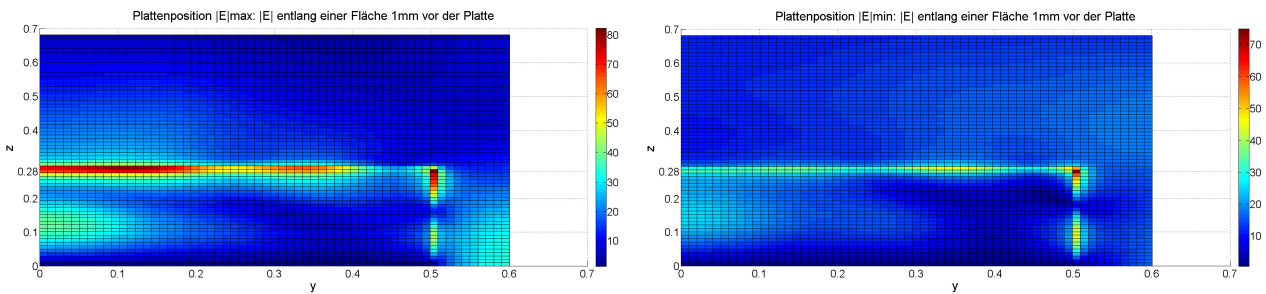


Abbildung 43: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche auf der Dipolantenne zugewandten Seite. Plattenposition bei $|\mathbf{E}|_{max}$ (links) und $|\mathbf{E}|_{min}$ (rechts).

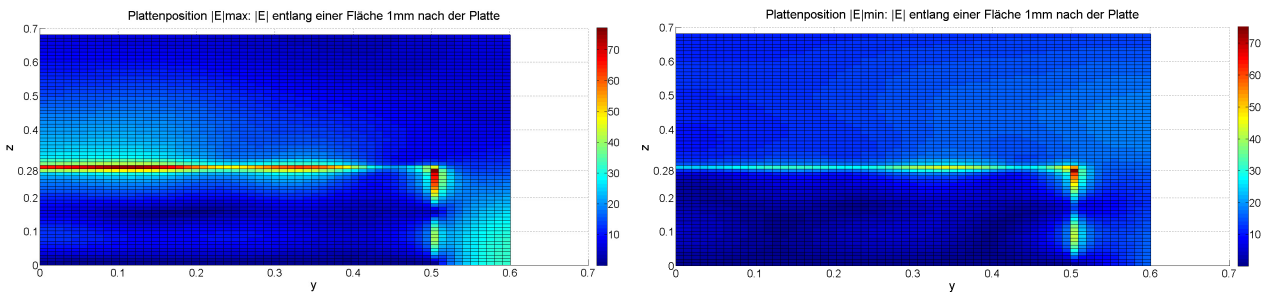


Abbildung 44: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche auf der Dipolantenne abgewandten Seite. Plattenposition bei $|\mathbf{E}|_{max}$ (links) und $|\mathbf{E}|_{min}$ (rechts).

In den Abbildungen 43 und 44 ist wieder der Betrag des E-Felds entlang einer Fläche 1 mm vor und nach der Platte dargestellt. In dem linken Diagramm für den Fall a) Platte bei $|\mathbf{E}|_{max}$ ist dabei zu erkennen, dass das \mathbf{E} -Feld vor allem entlang der oberen Kante (bei $z = 0.28\text{ m}$) wesentlich höher ist als in dem rechten Diagramm für den Fall b) Platte bei $|\mathbf{E}|_{min}$. Ein Maximum

taucht in Abbildung 43 im linken Diagramm in der Mitte der Platte bei $z = 0.1\text{ m}$, $y = 0\text{ m}$ sowie neben der Platte bei $z = 0\text{ m}$, $y = 0.6\text{ m}$ auf.

Der Betrag des elektrischen Felds entlang der x-Achse ist in Abbildung 45 für die untersuchten Fälle dargestellt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass das elektrische Feld im Fall a) (blaue Kurve) hinter der Platte weniger stark abgeschwächt ist als im Fall b) (rote Kurve). Zum Vergleich ist auch wieder der $|\mathbf{E}|$ -Feldverlauf des Basismodells der Dipolantenne ohne Platte im Diagramm dargestellt.

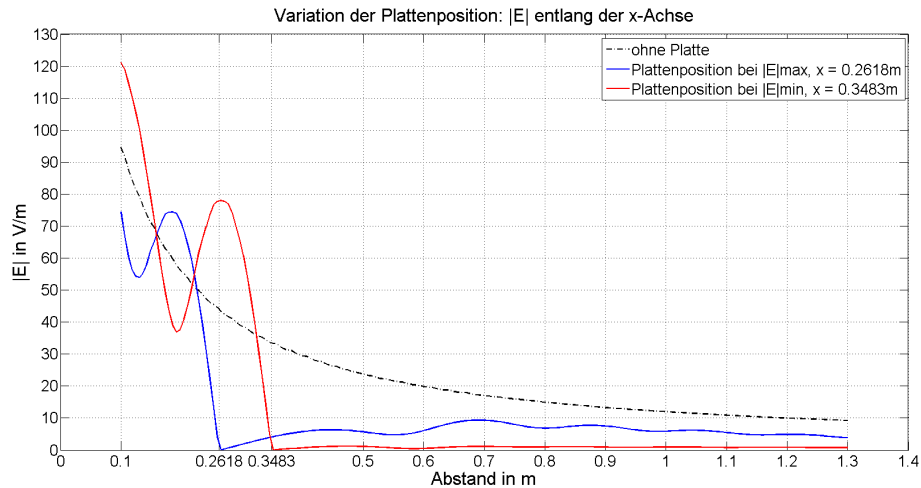


Abbildung 45: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse für beide Fälle.

Im linken Diagramm aus Abbildung 46 sind die unterschiedlichen Verläufe entlang der y-Achse für die beiden Fälle gut zu erkennen. Während im Fall a) Platte bei $|\mathbf{E}_{max}|$ das \mathbf{E} -Feld bei $y = 0.55\text{ m}$ zu einem lokalen Maximum ansteigt, zeigt sich für den Fall b) Platte bei $|\mathbf{E}_{min}|$ ein umgekehrtes Bild. Das \mathbf{E} -Feld fällt hier zu einem lokalen Minimum bei $y = 0.7\text{ m}$ und steigt dann langsam wieder an. In beiden Fällen zeigt sich aber wieder, dass der Betrag des \mathbf{E} -Felds mit $1/r$ hin zum Fernen Rand abfällt. Weiters ist zum Vergleich wieder der Feldverlauf der Dipolantenne ohne Platte dargestellt. Im rechten Graphen ist das elektrische Feld entlang der z-Achse abgebildet, dabei zeigt sich im Nahfeldbereich eine höhere Feldstärke für den Fall a). Im Fall b) liegt der Betrag des \mathbf{E} -Felds sogar leicht unter dem des Basismodells der Dipolantenne.

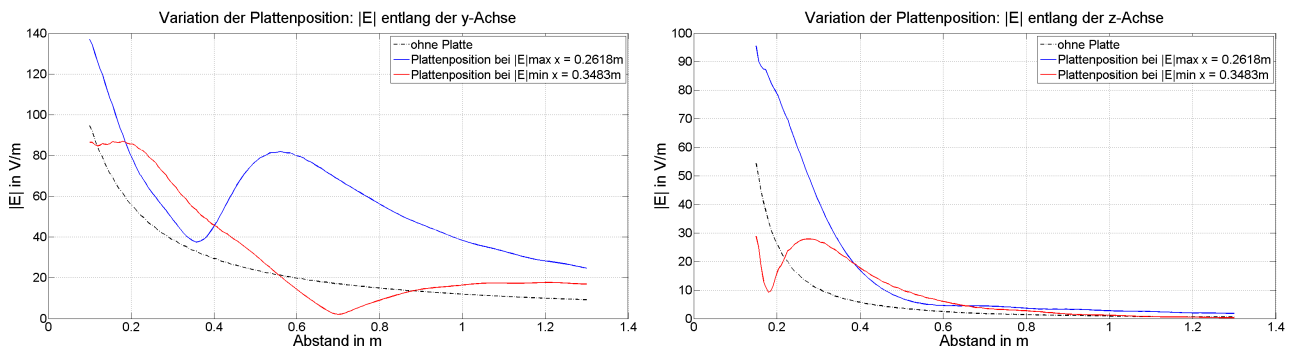


Abbildung 46: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y-Achse (links) und z-Achse (rechts) für beide Fälle.

Durch die induzierten Ströme auf der Platte und die dadurch beschleunigten Ladungen entlang der Oberfläche, kommt es zur Ausbildung von parasitären Strahlern. Um diesen Effekt sicht-

bar zu machen, wurden die Metallplatten durch PECs ersetzt und die Simulationsergebnisse anschließend voneinander subtrahiert. Dadurch kann man den Effekt dieser Oberflächenströme sichtbar machen und die Ergebnisse sind in Abbildung 47 für beide Modelle dargestellt.

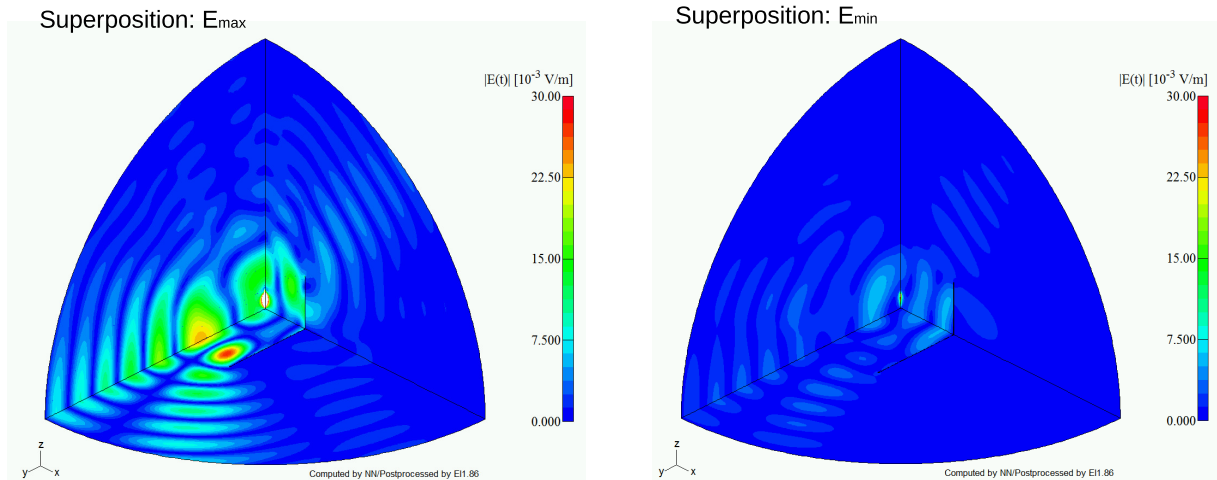


Abbildung 47: Betrag des \mathbf{E} -Felds durch Superposition der Simulationsergebnisse für die Variation der Plattenposition.

Im linken Feldplot ist die Überlagerung der Ergebnisse für den Fall a) Platte bei $|\mathbf{E}_{max}|$ und im rechten für den Fall b) Platte bei $|\mathbf{E}_{min}|$ dargestellt. Aufgrund der höheren Ströme auf der Plattenoberfläche für den Fall a) sind hier die Felder der parasitären Strahler stärker ausgeprägt als im Fall b).

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

	a) Plattenposition bei $ \mathbf{E} _{max}$	b) Plattenposition bei $ \mathbf{E} _{min}$
Z	$(100.47 + j 33.40)\Omega$	$(79.12 + j 67.23)\Omega$
$ Z $	105.87 Ω	103.83 Ω
P_{rad}	1.791 W	1.467 W
W_{mag}	$6.09 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.62 \cdot 10^{-9}$ Ws
W_{el}	$6.04 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.52 \cdot 10^{-9}$ Ws
P_{verl}	$1.41 \cdot 10^{-3}$ W	$9.96 \cdot 10^{-4}$ W
D_{max}	10.42	5.50

Tabelle 6: Berechnete Werte aus dem Postprocessing der Simulationsergebnisse für die Modelle Variation der Plattenposition.

Vergleicht man die Werte aus Tabelle 6 fällt vor allem der große Unterschied in der Directivity D auf. Diese ist im Fall a) Platte an Position $|\mathbf{E}|_{max}$ deutlich stärker ausgeprägt als im Fall b) Platte an Position $|\mathbf{E}|_{min}$.

Auffällig ist ebenso, dass sich im Fall a) höhere Werte für die Energien und Leistungen ergeben als im Fall b). Die abgestrahlte Leistung P_{rad} , sowie die Energien W_{mag} und W_{el} sind erhöht was auf Resonanzeffekte deuten lässt. Ebenso in der Impedanz lässt sich eine Änderung feststellen, so erhöht sich im Fall a) der Realteil und der Imaginärteil wird kleiner, was ebenso auf einen

nahen Resonanzfall schließen lässt. Betrachtet man die Geometrie der gesamten Problemstellung lässt sich ein offener Resonator erkennen, falls dieser mit einer Resonanzfrequenz angeregt wird, ergeben sich starke Feldstärken und Energiedichten. Diese Effekte werden in Abschnitt 6 näher untersucht.

Die höheren Verluste im Fall a) lassen sich auf die größeren Stromdichten \mathbf{J} entlang der Plattenoberfläche zurückführen.

Die berechneten Werte für den Fall b) liegen wieder in den Größenordnungen wie die aus Abschnitt 5.2 aus Tabelle 2 für eine Plattenhöhe $l_z = 0.28 \text{ m}$. Kleinere Abweichungen sind hier nur im Realteil der Impedanz und Directivity D_{max} festzustellen.

5.6 Auswirkungen von Schlitzen

5.6.1 Allgemeine Beschreibung

In der Platte sollen nun Schlitze eingebracht und die Auswirkungen dieser untersucht werden. Als Ausgangsmodell wird jenes aus Abschnitt 5.2 mit $l_{z,Platte} = 0.40\text{ m}$ verwendet und dabei werden Schlitze der Länge $l = \lambda/4$ eingebracht. Der Abstand der Metallplatte zur Dipolantenne beträgt wieder $dx = 0.5\text{ m}$.

Dabei wird zwischen zwei Orientierungsrichtungen für die in die Platte eingebrachten Schlitze unterschieden:

- **vertikaler Schlitz:** Länge l des Schlitzes in z-Richtung orientiert.
- **horizontaler Schlitz:** Länge l des Schlitzes in y-Richtung orientiert.

In Abbildung 48 ist die Geometrie der Platte für den vertikalen Schlitz dargestellt, welcher eine Länge von $l = \lambda/4 = 74,9\text{ mm}$ und eine Breite von $b = 1.5\text{ mm}$ hat.

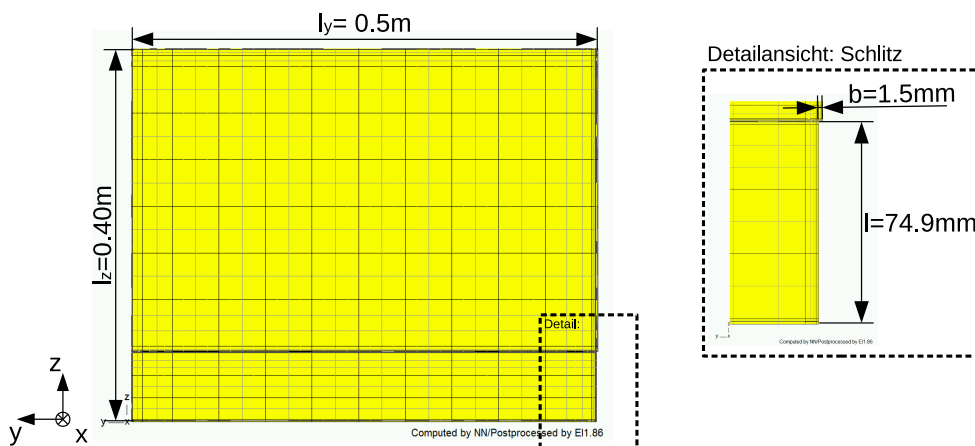


Abbildung 48: Geometrie der Platte mit Detailansicht des vertikalen Schlitzes.

Für das vollständige Modell ergibt sich aufgrund der Symmetrie die doppelte Länge $2l$ und Breite $2b$ des Schlitzes.

5.6.2 Ergebnisse

vertikaler Schlitz

In Abbildung 49 ist der Betrag des elektrischen Feldes für die Platte mit vertikalem Schlitz dargestellt. Vergleicht man die Ergebnisse mit jenen aus Abschnitt 5.2 Abbildung 17 zeigen sich identische Feldbilder. Der Schlitz hat in dieser Anordnung keinen Einfluss auf das elektrische Feld oder den abgeschirmten Bereich hinter der Platte.

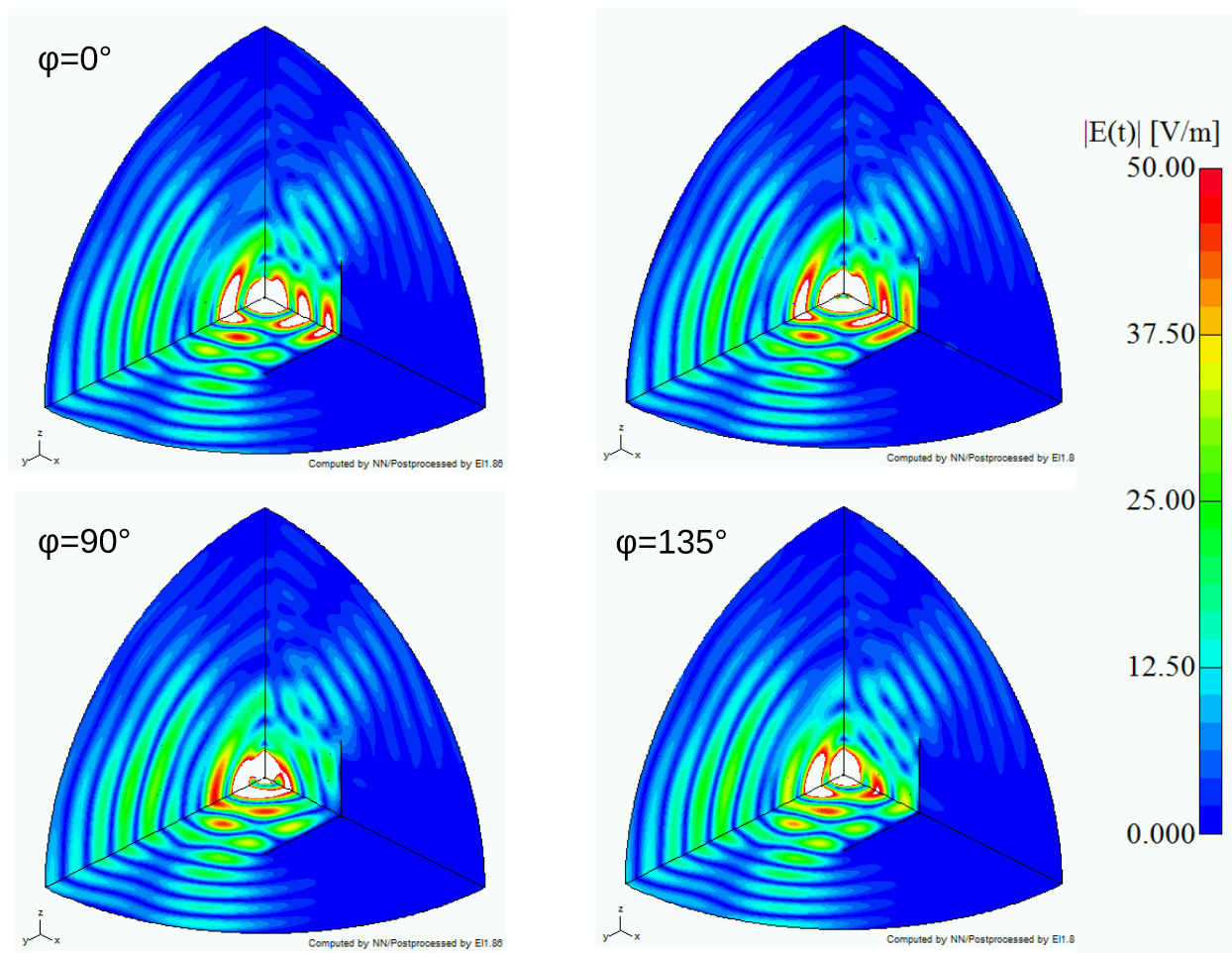


Abbildung 49: Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall Platte mit vertikalem Schlitz.

Auch bei der in Abbildung 50 dargestellten Stromdichte ergeben sich die gleichen Verläufe wie aus Abschnitt 5.2 Abbildung 18. Die Maxima von $|\mathbf{J}|$ entlang der Plattenoberfläche zeigen für die verschiedenen Phasenwinkel einen identischen Verlauf. Der vertikale Schlitz in der Platte, welcher in Spalte A aus Abbildung 50 im rechten unteren Eck erkennbar ist, hat keine Auswirkungen auf den Verlauf der Stromdichte. Auch auf der Antennen abgewandten Seite der Platte, welche entlang der Spalte B dargestellt ist, sind keine erhöhten Stromdichten um den Schlitz erkennbar.

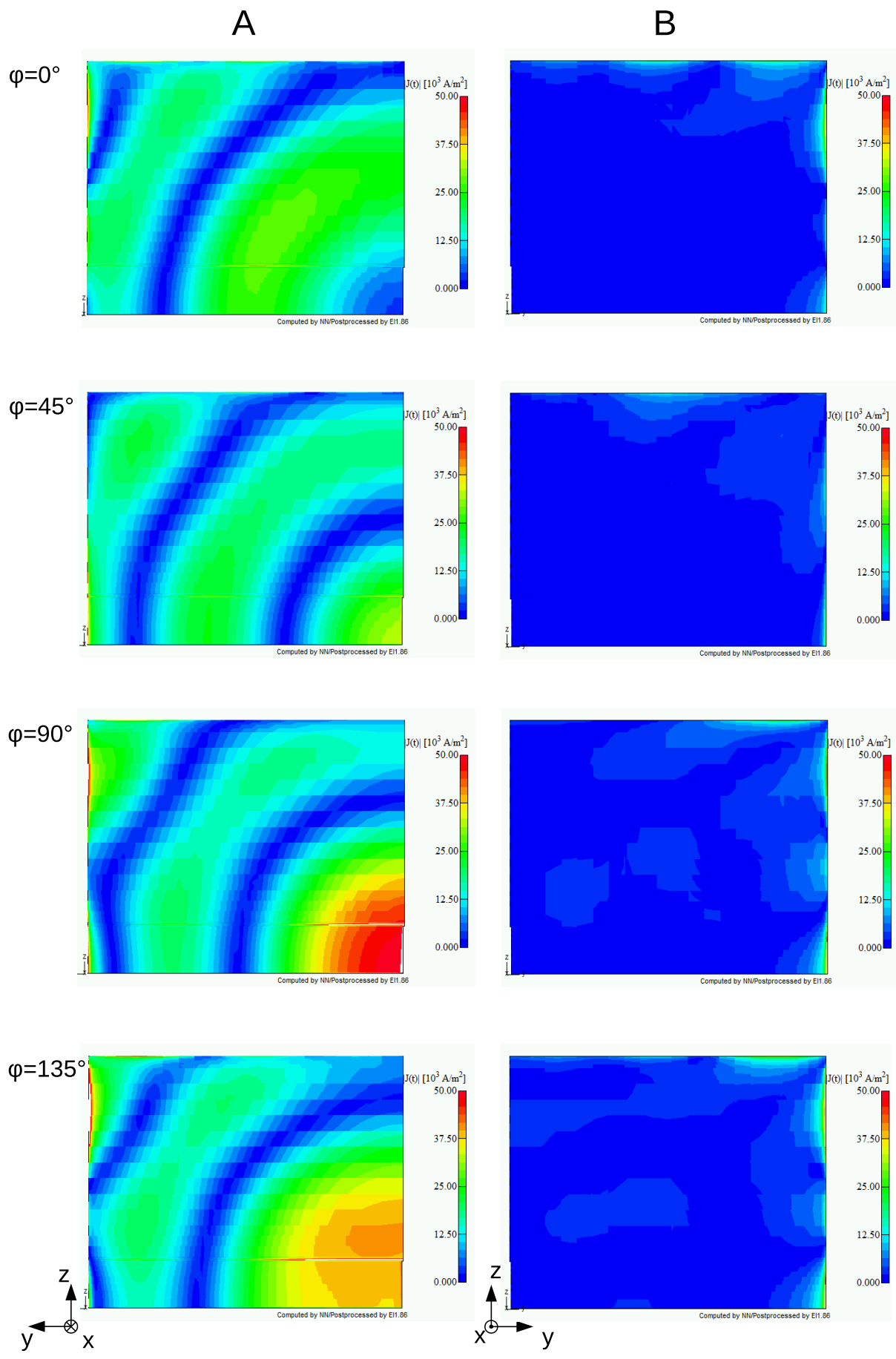


Abbildung 50: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} auf der Plattenoberfläche dar für den Fall vertikaler Schlitz in der Platte.

Die Richtcharakteristik aus Abbildung 51 zeigt ebenfalls keinen Einfluss durch den vertikalen Spalt in der Metallplatte. Die sich ausbildenden Haupt- und Nebenkeulen sind identisch mit jenen aus Abbildung 19 in Abschnitt 5.2. Im rechten Graphen ist die x/y-Ebene dargestellt und es zeigt sich für diesen Fall keine Abstrahlung entlang der x-Achse.

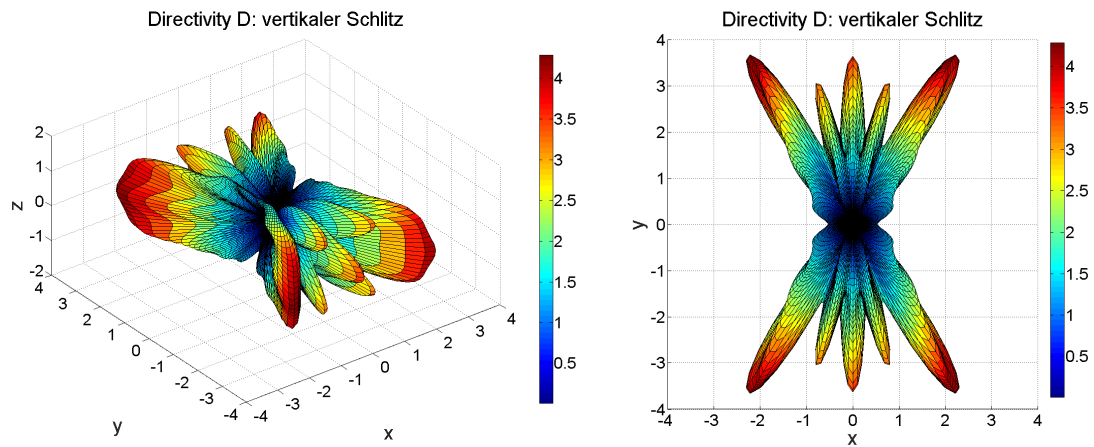


Abbildung 51: Richtcharakteristik des Simulationsmodells Platte mit vertikalem Schlitz.

horizontaler Schlitz

Ordnet man den Schlitz horizontal an, ergeben sich die in Abbildung 52 dargestellten Feldbilder für verschiedene Phasenwinkel. Die Auswirkungen des Schlitzes sind deutlich zu erkennen, direkt um den Schlitz entstehen sehr hohe Feldstärken. Weiters ist gut zu erkennen, dass eine Welle vom Schlitz in den abgeschirmten Bereich hinter der Platte abgestrahlt wird.

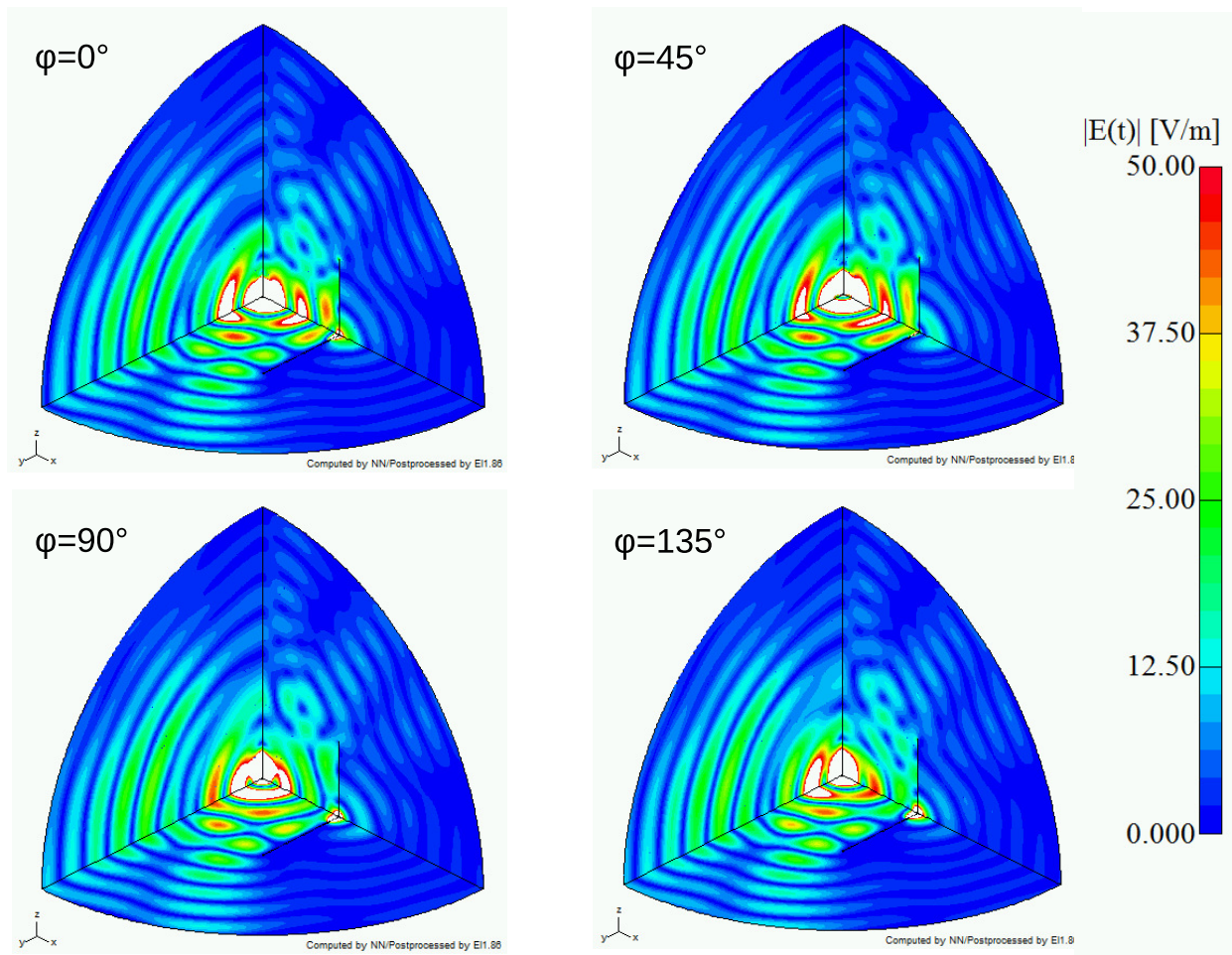


Abbildung 52: Betrag des \mathbf{E} -Felds für den Fall mit horizontal angeordnetem Schlitz in der Platte.

Abbildung 53 zeigt den Betrag der Stromdichte $|\mathbf{J}|$ entlang der Metallplatte, in Spalte A ist die der Antenne zugewandte Seite und in Spalte B die abgewandten Seite der Platte dargestellt. Hier sind die Auswirkungen des horizontalen Schlitzes deutlich erkennbar. Um den Schlitz treten auf beiden Seiten der Platte, Spalte A und B, deutliche Strommaxima auf. Vergleicht man die linke Spalte A aus den Abbildungen 50 und 53 der beiden Fälle miteinander zeigt sich auch eine Änderung in den Verläufen der Strommaxima entlang der Plattenoberfläche.

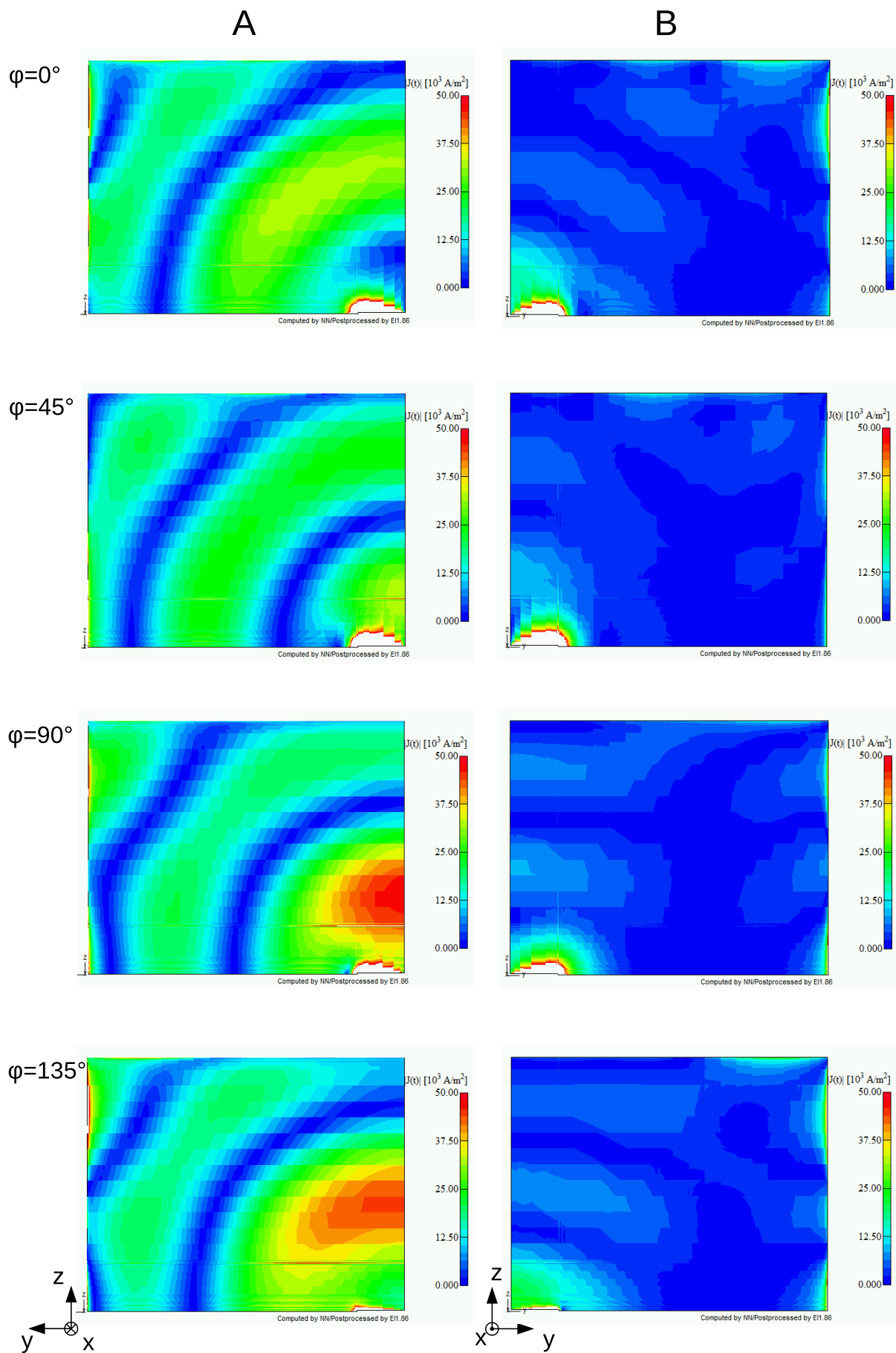


Abbildung 53: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für den Fall horizontal eingebrachter Schlitz auf der Platte dar.

Die Richtcharakteristik hat sich für diesen Fall aufgrund der Auswirkungen des horizontalen Schlitzes verändert und ist in Abbildung 54 abgebildet. Die Hauptkeulen sind hier etwas schwächer im Betrag und breiter ausgebildet als für den Fall mit vertikalem Schlitz. Ebenso erkennt man im rechten Graphen, welcher die x/y-Ebene darstellt, für den Fall eines horizontal eingebrauchten Schlitzes eine zusätzliche Abstrahlung entlang der x-Achse.

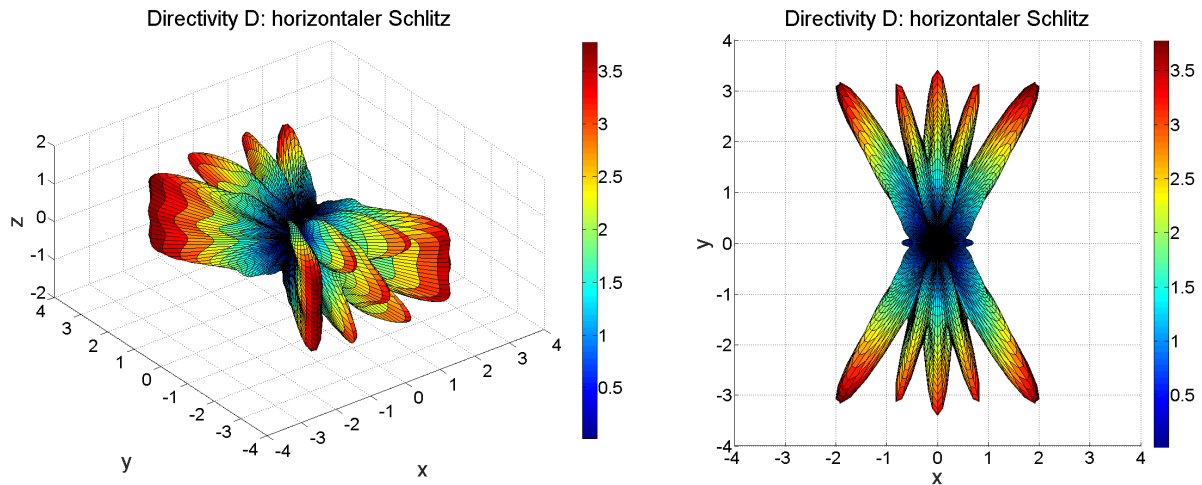


Abbildung 54: Richtcharakteristik des Simulationsmodells Platte mit horizontalem Schlitz.

In den Abbildungen 55 und 56 ist der Betrag des \mathbf{E} -Feld entlang einer Fläche mit 1 mm Abstand vor und nach der Platte dargestellt. Dabei zeigt sich für den vertikalen Schlitz, jeweils im linken Diagramm dargestellt, dass die Maxima des elektrischen Felds immer noch an den Ecken und Kanten der Platte auftreten. Der vertikale Schlitz in der Metallplatte hat hier keinen Einfluss auf die Feldverteilung vor und nach der Platte.

Für den horizontalen Schlitz, jeweils im rechten Diagramm dargestellt, zeigt sich eine betragsmäßig sehr große Feldstärke um den Schlitz. Die Maxima entlang der Ecken und Kanten der Platte sind hier aufgrund der Skalierung kaum mehr zu erkennen.

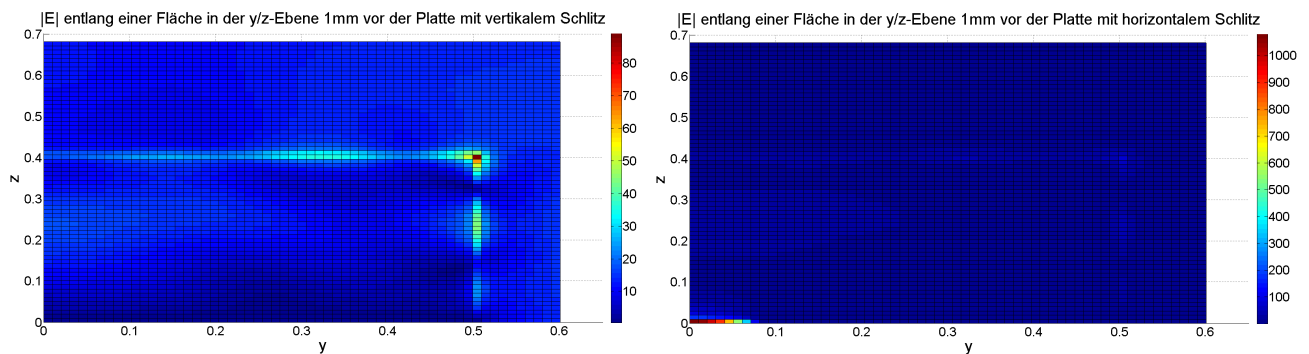


Abbildung 55: Verlauf von $|\mathbf{E}|$ entlang einer Fläche 1 mm vor der Platte auf der Dipolantenne zugewandten Seite für den Fall Metallplatte mit Schlitz.

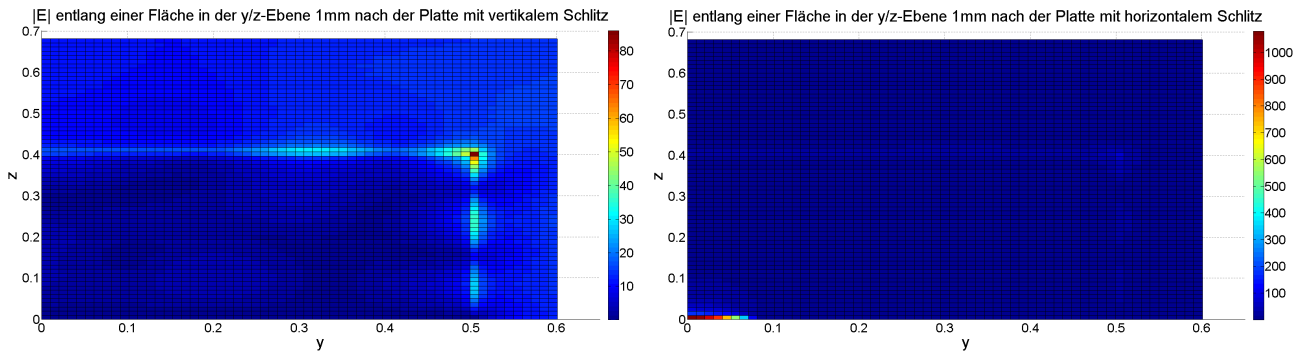


Abbildung 56: Verlauf von $|\mathbf{E}|$ entlang einer Fläche 1 mm nach der Platte auf der Dipolantenne abgewandten Seite für den Fall Metallplatte mit Schlitz.

In Abbildung 57 ist der Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x -Achse dargestellt. Dabei zeigt sich für den Fall mit horizontalem Schlitz die stark ansteigende Feldstärke je näher man zur Position der Platte kommt. Dieser Anstieg ist unmittelbar vor und nach der Platte in beiden Diagrammen deutlich zu erkennen.

Ein entgegengesetztes Verhalten zeigt der Fall mit vertikalem Schlitz. An der Position der Platte fällt der Betrag des \mathbf{E} -Felds auf Null ab und steigt erst wieder nach der Platte an, jedoch auf einen geringeren Wert als für den horizontalen Schlitz.

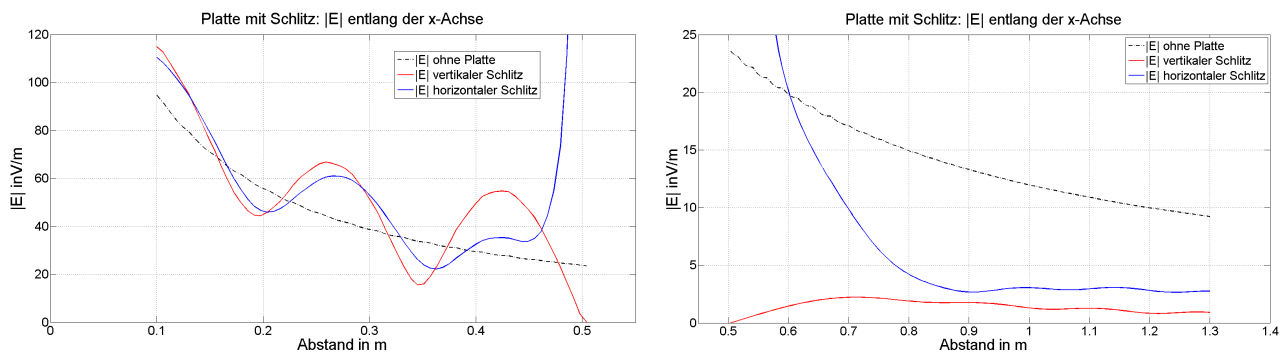


Abbildung 57: Verlauf von $|\mathbf{E}|$ entlang der x -Achse. Vor der Platte (links) und nach der Platte (rechts).

Die Verläufe von $|\mathbf{E}|_{max}$ entlang der y - und z -Achse sind in Abbildung 58 dargestellt. Im linken Diagramm, entlang der z -Achse, zeigt sich für den Fall Platte mit horizontalem Schlitz ein etwas geringes lokales Maximum bei $z = 0.3 \text{ m}$, jedoch schneiden sich die beiden Verläufe danach und die Kurve verläuft mit steigendem Radius oberhalb jener mit vertikalem Schlitz.

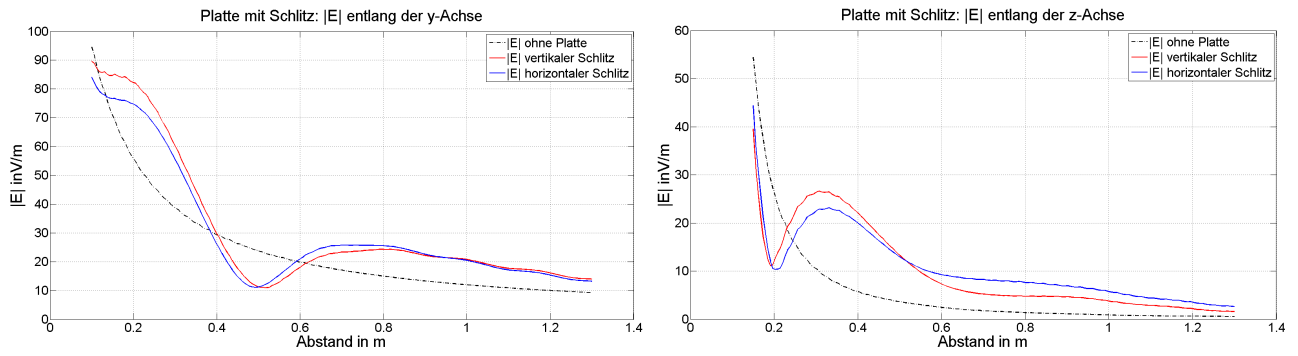


Abbildung 58: Verlauf von $|\mathbf{E}|$ entlang der y-Achse (links) und der z-Achse (rechts).

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

	vertikaler Schlitz	horizontaler Schlitz
Z	$(83.84 + j 63.65)\Omega$	$(87.48 + j 66.36)\Omega$
$ Z $	105.26 Ω	109.80 Ω
P_{rad}	1.512 W	1.450 W
W_{mag}	$4.80 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.63 \cdot 10^{-9}$ Ws
W_{el}	$4.70 \cdot 10^{-9}$ Ws	$4.54 \cdot 10^{-9}$ Ws
P_{verl}	$9.46 \cdot 10^{-4}$ W	$1.43 \cdot 10^{-3}$ W
D_{max}	4.28	3.77

Tabelle 7: Berechnete Werte aus dem Postprocessing der Simulationsergebnisse für die Modell mit eingebrachtem Schlitz.

Bei den berechneten Werten aus Tabelle 7 zeigt sich keine große Abweichung in den Impedanzen sowie bei der abgestrahlten Leistung P_{rad} . Die Energien W_{el} und W_{mag} bewegen sich ebenfalls näherungsweise in der gleichen Größenordnung.

Unterschiede lassen sich in der Verlustleistung P_{verl} sowie in der Directivity D feststellen. Die Verluste fallen bei dem horizontal angeordneten Schlitz größer aus, da weitere Strommaxima entlang des Schlitzes auf beiden Seiten der Platte auftreten. Die Unterschiede in der Directivity lassen sich dadurch erklären, dass der horizontale Schlitz Auswirkungen auf die Feldverteilung zeigt, während hingegen der vertikale Schlitz keinen Einfluss auf die Feldverteilung hat.

In der x/y-Ebene ist die dominierende Feldkomponente des elektrischen Felds die E_z -Komponente also transversal zur Ausbreitungsrichtung. Betrachte man den Schlitz als Hohlleiter kann mit der Gleichung (66) eine minimale ausbreitungsfähige Frequenz für TE-Wellen berechnet werden. Die Schlitzlänge wurde für das Modell so gewählt, dass diese Frequenz bei 1 GHz liegt, was der Anregungsfrequenz des Modells entspricht. Somit kann sich die elektromagnetische Welle durch den Schlitz ausbreiten. Da die Platte kein idealer Leiter ist, treten in der Metallplatte Wandstromverluste auf, welche die Welle beim durchlaufen des Schlitzes dämpfen.

5.7 Vergleiche und Diskussion

Abschirmverhalten der Platte

In dem Diagramm aus Abbildung 59 sind die Verläufe des $|\mathbf{E}|$ -Felds im abgeschirmten Bereich der Metallplatte für ausgewählte Modelle dargestellt.

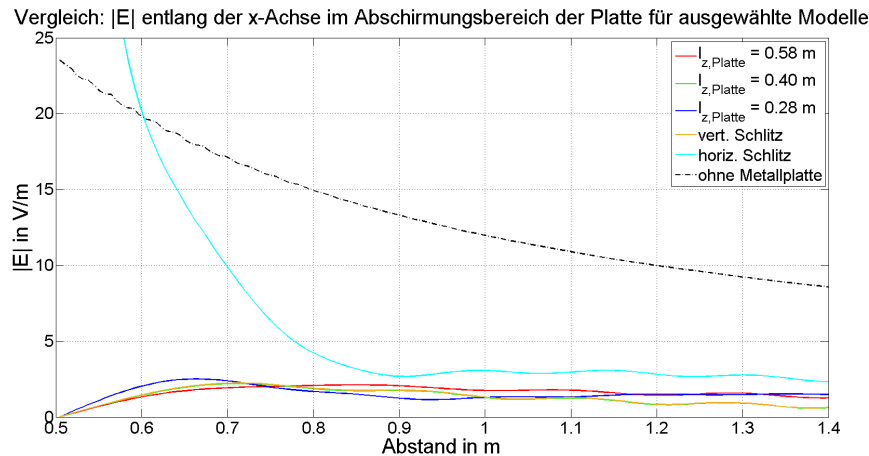


Abbildung 59: Vergleicht den Betrag des \mathbf{E} -Felds für ausgewählte Modell entlang der x-Achse im abgeschirmten Bereich der Platte.

Man erkennt, dass die schlechteste Schirmwirkung mit dem Modell aus Abschnitt 5.6 Platte mit horizontalem Schlitz erzielt wird. Vor allem kurz nach der Platte treten hier noch sehr hohe Feldstärken aufgrund des Schlitzes auf.

Der vertikal angeordnete Schlitz zeigt hingegen einen identischen Feldverlauf wie das Modell aus Abschnitt 5.2 mit einer Plattenhöhe $l_z = 0.40\text{ m}$. Dieses Modell war auch das Ausgangsmodell für die Simulationen mit eingebrachten Schlitz in die Platte, daraus lässt sich schließen, dass der vertikale Schlitz keinerlei Auswirkungen auf das Abschirmverhalten der Platte hat.

Die Modelle aus Abschnitt 5.5 wurden nicht in das Diagramm mit aufgenommen, da hier die Plattenposition verändert wurde.

Es ist zu beachten, dass diese Verläufe nur entlang der x-Achse, also entlang einer Linie welche durch die Mitte der vollständigen Plattenmodells verläuft, ausgewertet wurden. Dabei zeigt sich, dass die Veränderung der Plattenhöhe $l_{z,Platte}$ nur geringe Auswirkungen auf den Betrag des \mathbf{E} -Feld entlang dieser Linie hat und sich die drei Modell nur geringfügig unterscheiden. Jedoch soll hier angemerkt werden, dass sich das abgeschirmte Volumen hinter der Platte verkleinert, wenn die Plattenhöhe verkleinert wird.

Auswirkungen des Schlitzes

Das Felddbild aus Abbildung 60 soll grob qualitativ die Auswirkungen des horizontalen Schlitzes welcher in die Platte eingefügt wurde veranschaulichen. Dabei wurden die Simulationsergebnisse der Modelle Platte mit Schlitz und Platte ohne Schlitz voneinander Abgezogen, um so die Auswirkungen des horizontalen Schlitzes sichtbar zu machen.

Eine Schlitzantenne strahlt nur, wenn im Schlitz ein elektrischen Feld entsteht, welches quer zu seiner Längsrichtung steht. Dies geschieht unter anderem dann, wenn der Schlitz ursprüngliche

Wandströme schneidet, da sich hier ein Verschiebungsstrom im Schlitz fortsetzt.

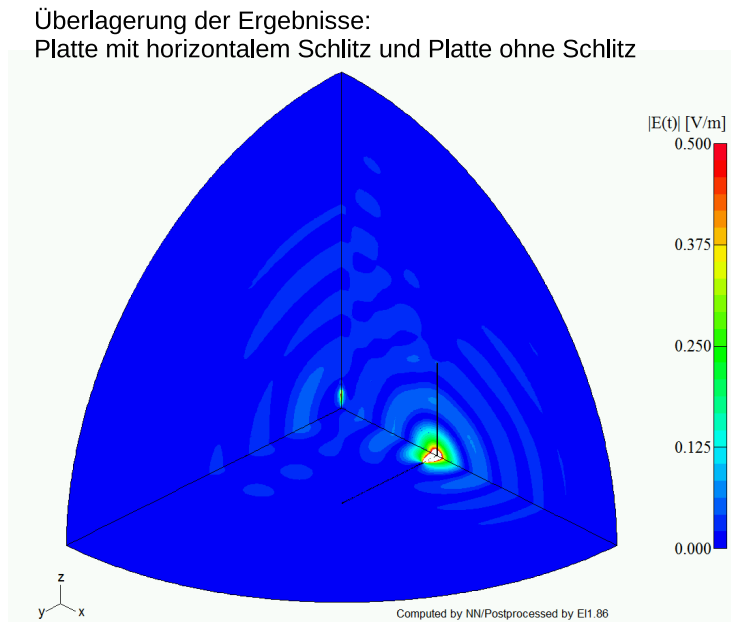


Abbildung 60: Überlagerung der Simulationsergebnisse zur Visualisierung der Schlitzantenne.

Auffälligkeiten bei den berechneten Kenngrößen

Bei fast allen Modellen liegen die berechneten Kenngrößen ungefähr in der gleichen Größenordnung. Die abgestrahlte Leistung P_{rad} ist für alle betrachteten Fälle, mit einer Ausnahme, nahezu identisch, aber sie wird in unterschiedliche Raumrichtungen abgestrahlt.

Bei dem Modell aus Abschnitt 5.5 Variation der Plattenposition wurde die Platte für den Fall a) an die Position des $|\mathbf{E}|$ -Feld Maximums platziert. Dabei wurde der Abstand zur Antenne verkürzt und somit der Geometrie des gesamten Modells verändert. Trotz des nicht geschlossenen Resonators lassen die berechneten Werte aus Tabelle 6 darauf schließen, dass hier eine Resonanzfrequenz, welche nahe bei 1 GHz liegen muss getroffen wurde. Für dieses Modell sind die Werte für die Energien deutlich erhöht und es wird auch die meiste Leistung abgestrahlt.

Bei der Impedanz zeigt sich auch eine Zunahme des Realteils und eine Abnahme des Imaginärteils was auch auf einen nahen Resonanzfall deutet. Diese Änderung in der Geometrie und die Tatsache, dass hier ein Resonanzfall vorliegt führt auch zu einer sehr stark ausgeprägten Richtcharakteristik der Dipolantenne welche in Abbildung 39 dargestellt ist.

6 Resonatoreffekte

6.1 Allgemeine Beschreibung

Bei den Simulationen aus Abschnitt 5.5 traten Resonanzerscheinungen auf, diese sollen hier näher untersucht werden. Die Geometrie des vollständigen Problems kann wie ein offener Resonator betrachtet werden. Für diese Simulationsreihe werden Resonanzfrequenzen mit Hilfe der Gleichung (68) ermittelt und diese als Speisefrequenz im Modell vorgegeben. Dabei ist zu beachten, dass der Resonator nicht geschlossen ist und deshalb könne die berechneten Frequenzen lediglich als eine Annäherung betrachtet werden. Die berechneten Resonanzfrequenzen wurden so gewählt, dass sie nahe bei 1 GHz liegen damit das Ausgangsmodell bzw. dessen Diskretisierung aus Abschnitt 5.2 mit einer Plattenhöhe von $l_z = 0.28 \text{ m}$ weiter verwendet werden kann.

Abmessungen des vollständigen Resonators:

$$\begin{aligned}l_x &= a = 0.501 \text{ m} \cdot 2 = 1.002 \text{ m} \\l_y &= b = 0.5 \text{ m} \cdot 2 = 1 \text{ m} \\l_z &= 0.28 \text{ m} \cdot 2 = 0.5 \text{ m}\end{aligned}$$

Hier in Tabelle 8 sind beispielhaft zwei berechnete Resonanzfrequenzen angegeben. Beide wurden mittels Formel (68) ermittelt. Die Werte für n_x , n_y und n_z wurden so gewählt, damit sich Frequenzen in der Umgebung von 1 GHz ergeben.

Berechnete Resonanzfrequenzen:

Fall Nr.	n_x	n_y	n_z	f_{res}
1	0	1	4	1.08025 GHz
2	5	4	0	0.95864 GHz

Tabelle 8: Berechnete Resonanzfrequenzen für die Simulationsmodelle.

6.2 Ergebnisse

Fall 1: $f_{res,1} = 1.08025 \text{ GHz}$

In Abbildung 61 ist die resultierende Feldverteilung des elektrischen Felds für die verschiedenen Phasenwinkel dargestellt. Betrachtet man die sich ausbreitende Welle entlang der y-Achse zeigt sich ungefähr an der Position des Plattenendes ($y = 0.5 \text{ m}$) wie die Nulldurchgänge zwischen den Wellenbergen verschwinden. In diesem Bereich kommt es zu Interferenzen, was sich für die Phasenwinkel $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 45^\circ$ sowie für $\varphi = 90^\circ$ gut beobachten lässt.

Ebenfalls gut zu erkennen ist eine höhere Abstrahlung entlang der z-Achse, im Vergleich zu dem Ausgangsmodell aus Abschnitt 5.2 Abbildung 22.

Entlang der x-Achse bilden sich wieder starke Maxima zwischen den Platten aus wie für den Phasenwinkel $\varphi = 135^\circ$ ersichtlich ist. Ebenso zeigt sich eine stärkere Abstrahlung in den abgeschirmten Bereich hinter der Metallplatte.

Im Bereich zwischen den Platten und im Nahfeld der Antenne treten sehr große Feldstärken auf, was auf eine hohe Energiedichte schließen lässt.

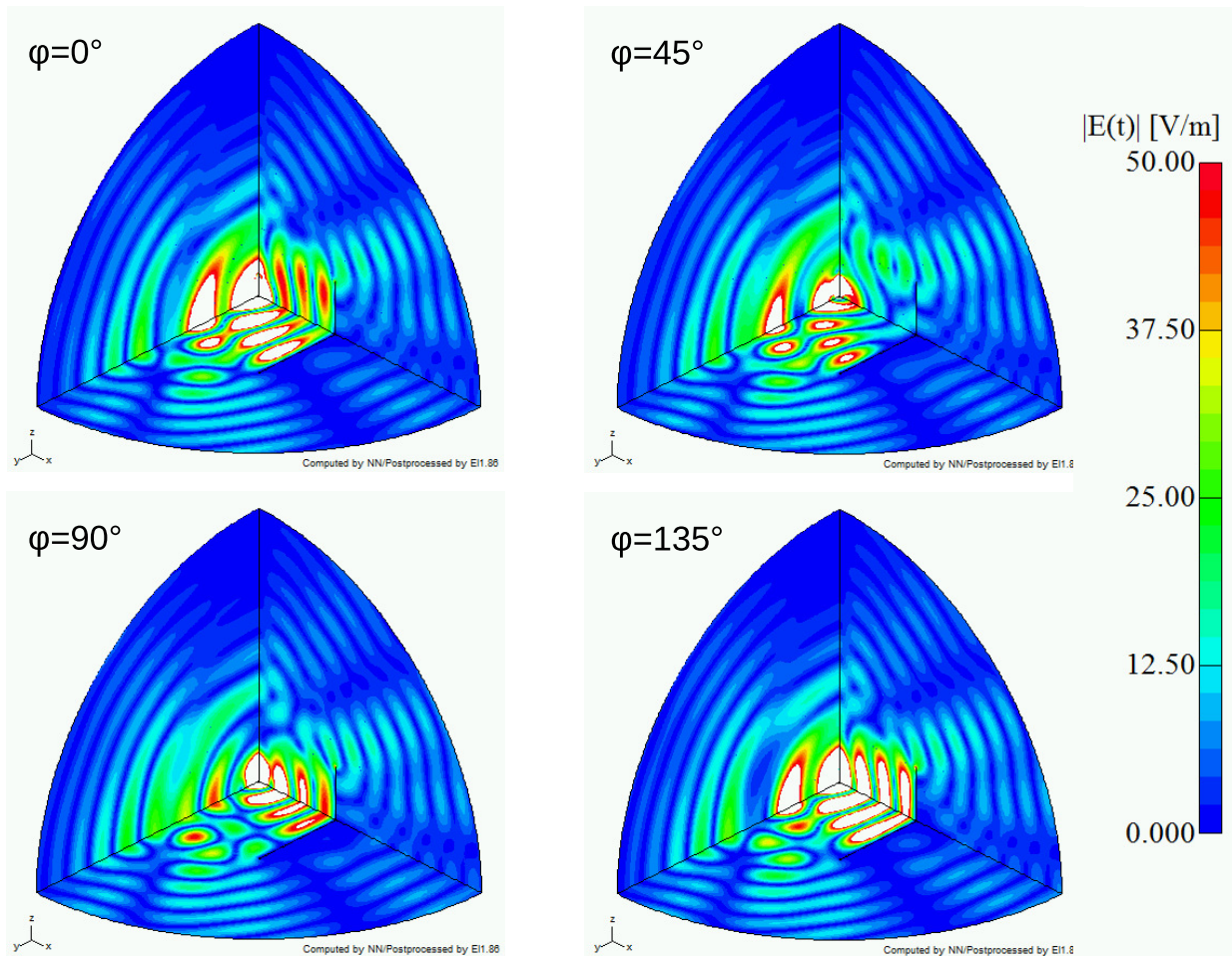


Abbildung 61: Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Frequenz $f_{res,1}$.

Vergleicht man die in Spalte A dargestellte Stromdichteverteilung aus Abbildung 62 mit der Verteilung des Ausgangsmodells aus Abschnitt 5.2 Abbildung 23 zeigt sich, dass die Verläufe von $|\mathbf{J}|$ abweichen. So treten die Maxima nicht mehr an den gleichen Positionen entlang der Metallplatte auf und für den Fall $f_{res,1}$ treten die maximalen Stromdichten bei einem Phasenwinkel von $\varphi = 45^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$ auf.

Betrachtet man die Verteilung in der Spalte B stellt man fest, dass sich die Stromdichtemaxima scheinbar horizontal über die Platte ausbilden, was in Abbildung 62 für einen Phasenwinkel $\varphi = 135^\circ$ gut erkennbar ist. Zusätzlich zeigen sich auch wieder Maxima entlang der Kanten der Platte.

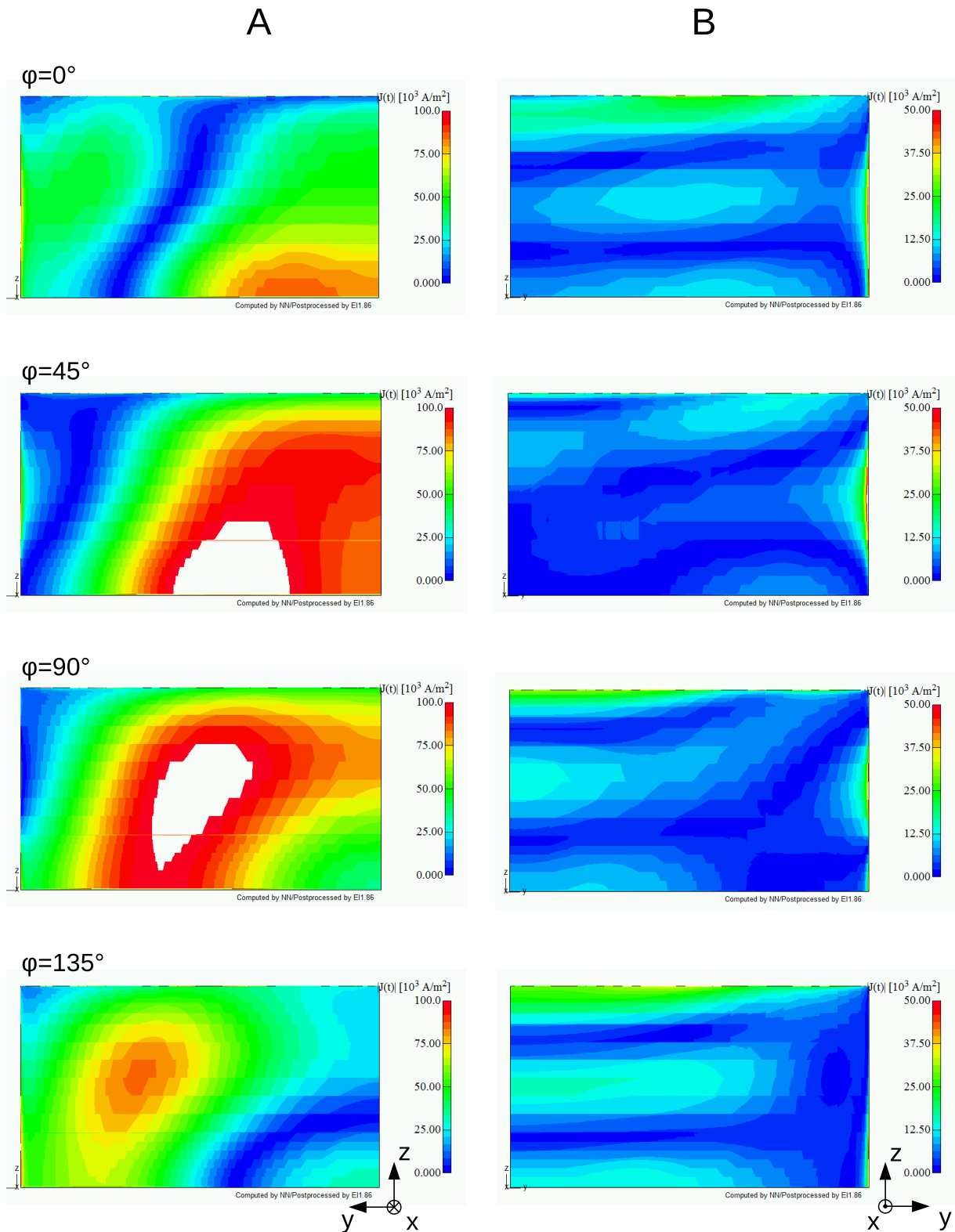


Abbildung 62: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für die Frequenz $f_{res,1}$.

In Abbildung 63 ist die Richtcharakteristik für die Resonanzfrequenz $f_{res,1}$ dargestellt. Im Vergleich zu dem Abstrahlverhalten des Ausgangsmodell aus Abschnitt 5.2 Abbildung 24 zeigt sich für den Fall $f_{res,1}$ ein deutlich anderes Verhalten. Die vier Hauptkeulen, erkennbar im rechten Graphen, sind weniger stark ausgeprägt und weisen zudem eine andere Form auf. Auffällig ist ebenso die Ausbildung gleich mehrerer Nebenkeulen in x-Richtung obwohl dort die

Metallplatte positioniert ist.

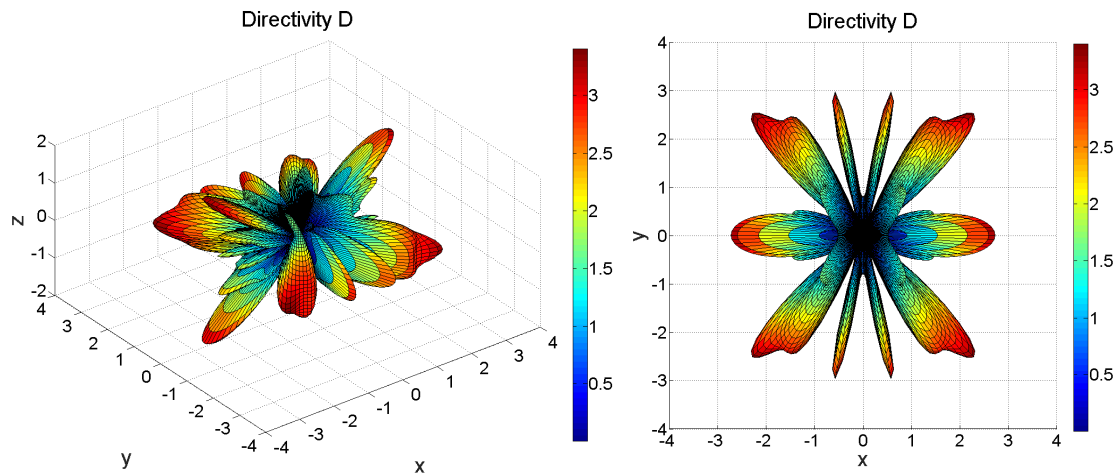


Abbildung 63: Richtcharakteristik für die Frequenz $f_{res,1}$.

In Abbildung 64 ist der Betrag des elektrischen Felds entlang einer Fläche vor der Platte, auf der Dipolantenne zugewandten Seite, sowie nach der Platte, auf der abgewandten Seite dargestellt. In beiden Diagrammen ist die Feldstärke entlang der horizontalen Kante bei $z = 0.28 m$ am größten, diese sind auch schon im Ausgangsmodell aus Abschnitt 5.2 Abbildung 25 und 26 ersichtlich, jedoch nicht so stark ausgeprägt. Im linken Diagramm erkennt man noch eine weitere horizontal verlaufende Feldstärke bei $z = 0.1 m$, sowie weitere Maxima entlang der vertikalen Kante bei $y = 0.5 m$.

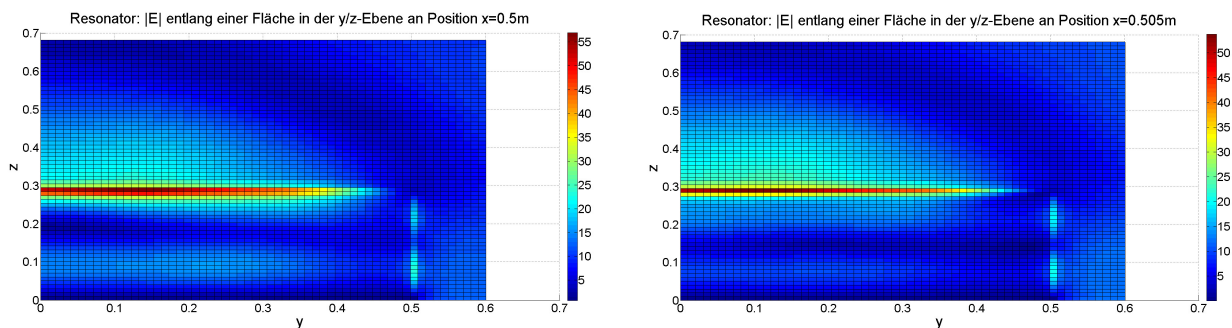


Abbildung 64: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor und nach der Metallplatte für die Frequenz $f_{res,1}$.

Fall 2: $f_{res,2} = 0.95864 \text{ GHz}$

Die Feldbilder für den Betrag des elektrische Felds im Fall 2 sind in Abbildung 65 dargestellt. Im Vergleich zum vorhergehenden Fall scheinen sich hier die Felder entlang der y-Achse an der Position $y = 0.5 m$ wieder auszulöschen und destruktiv zu interferieren. Die Abstrahlung entlang der y-Achse ist für diesen Fall wieder stärker ausgeprägt. Betrachtet man die Feldverteilung entlang der x-Achse zeigt sich, dass sich zwischen den Platten weniger Maxima ausbilden als im Fall $f_{res,1}$. Ebenso zeigt sich eine geringere Einstrahlung in den abgeschirmten Bereich der Metallplatte, jedoch sind Beugungseffekte entlang der Kante bei $z = 0.28 m$ erkennbar.

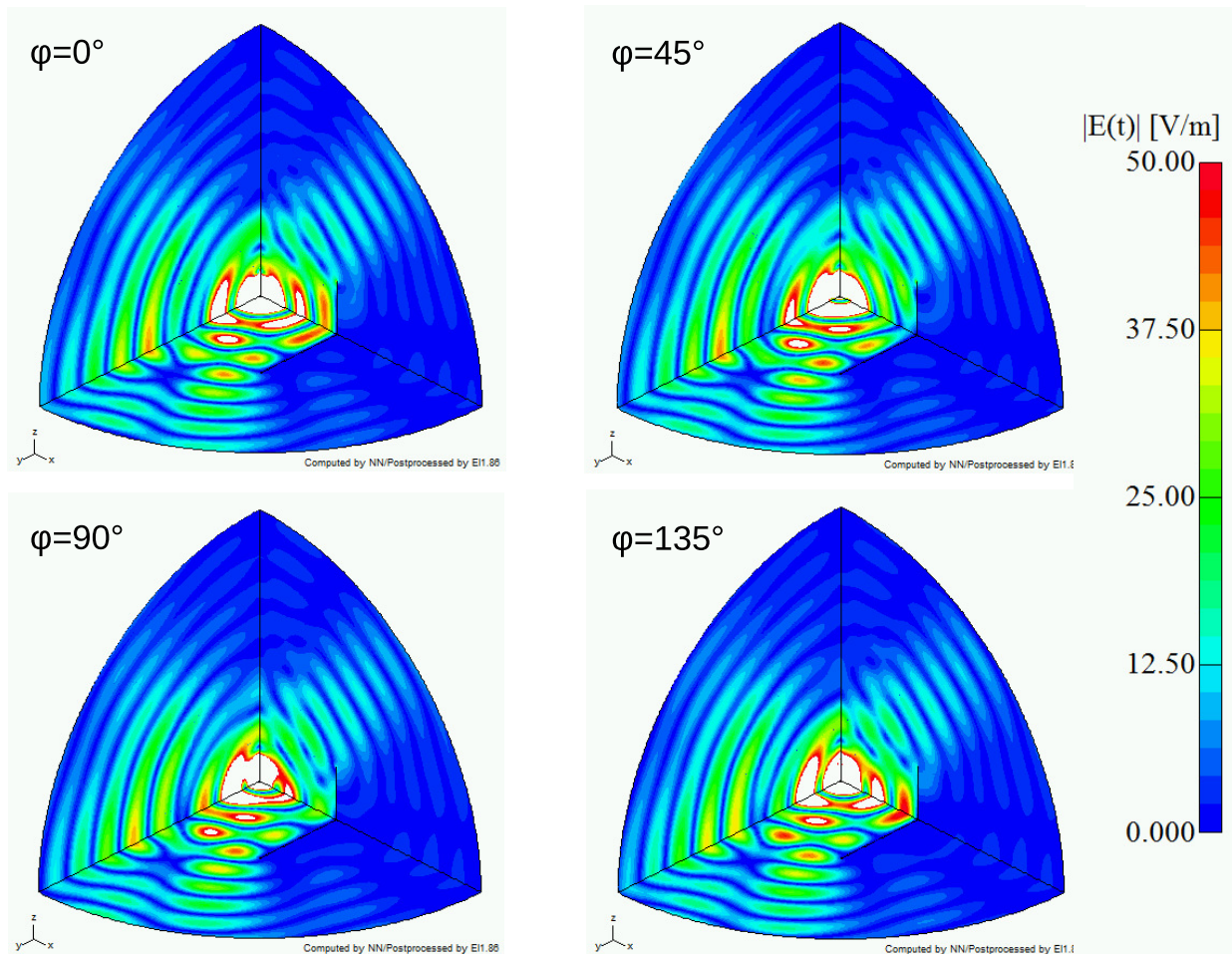


Abbildung 65: Betrag des \mathbf{E} -Felds für die Frequenz $f_{res,2}$.

Die Stromdichte \mathbf{J} für die Resonanzfrequenz $f_{res,2}$ ist in Abbildung 66 für die Phasenwinkel über eine Halbschwingung abgebildet. Die Stromverläufe auf beiden Seiten der Platte zeigen wieder ähnliche Verläufe wie die des Ausgangsmodells aus Abschnitt 5.2 aus Abbildung 23.

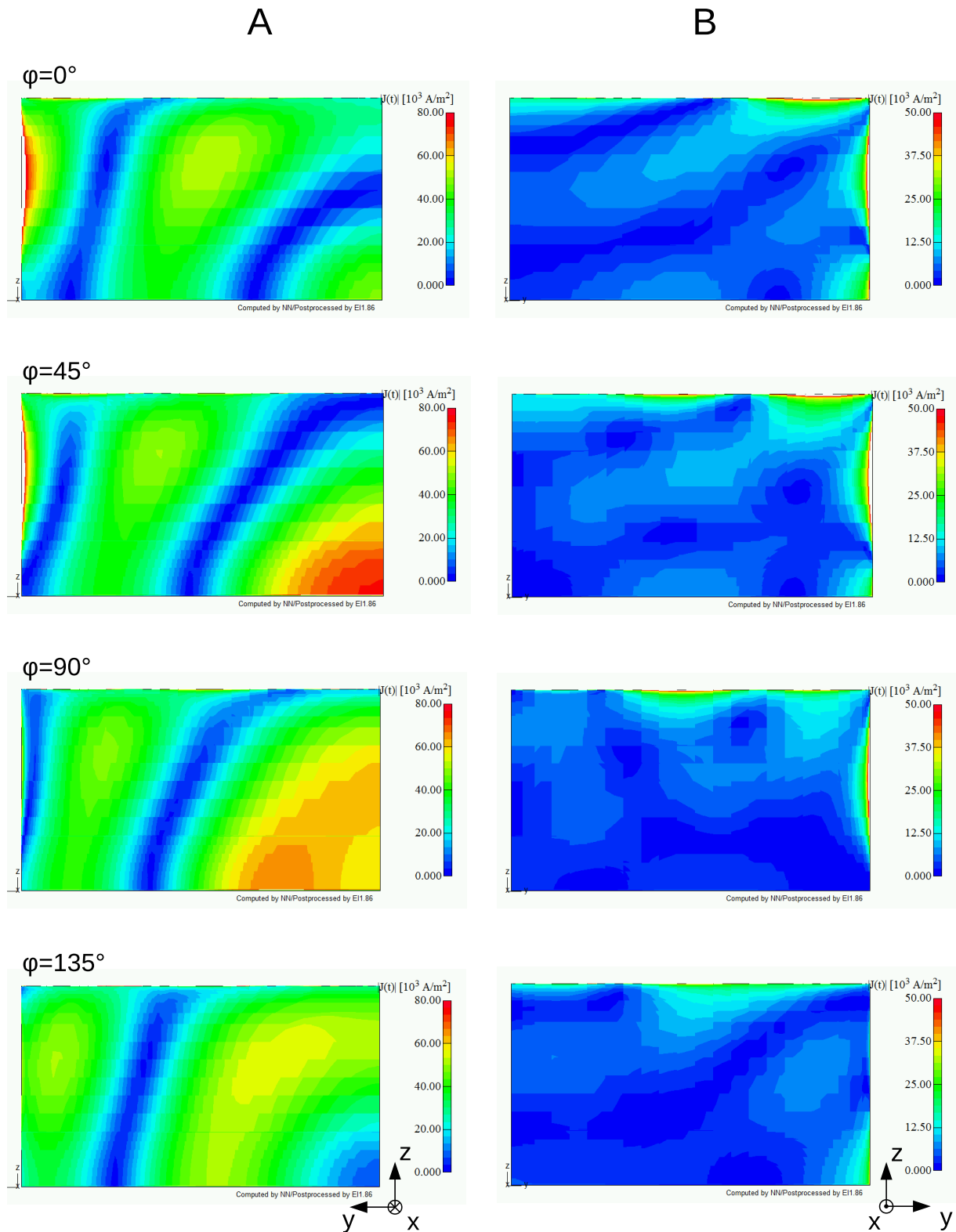


Abbildung 66: Betrag der Stromdichte \mathbf{J} für die Frequenz $f_{res,2}$.

Die Richtcharakteristik für die Resonanzfrequenz $f_{res,2}$ ist in Abbildung 67 dargestellt. Sie zeigt wieder eine ähnliche Charakteristik wie jene des Ausgangsmodells aus Abschnitt 5.2 Abbildung 24. Dabei sind die Abstrahlrichtungen nahezu gleich, jedoch hat sich die Strahlungsintensität der sich ausbildenden Keulen verändert.

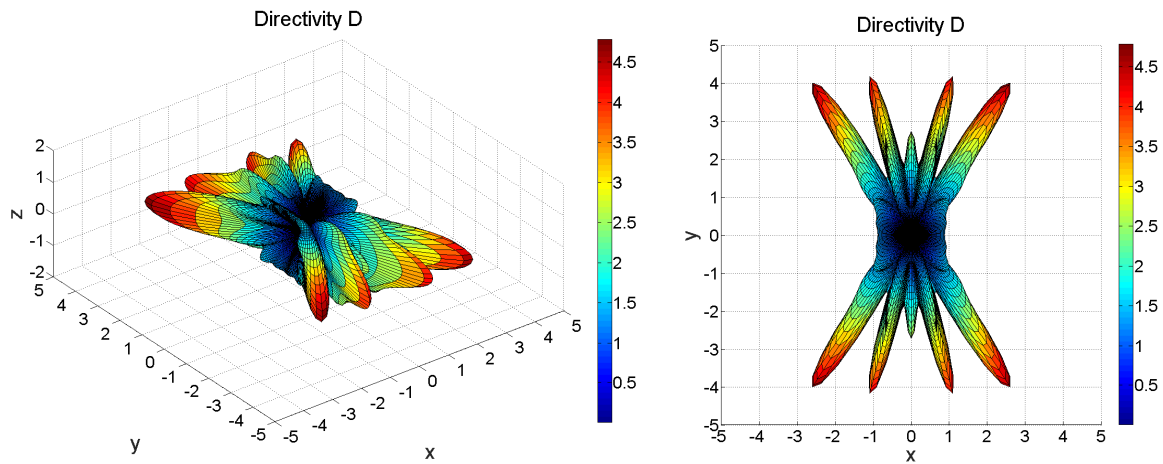


Abbildung 67: Richtcharakteristik für die Frequenz $f_{res,2}$.

Bei dem \mathbf{E} -Feld entlang einer Fläche vor und nach der Metallplatte aus Abbildung 68 treten die maximalen Feldstärken für die Resonanzfrequenz $f_{res,2}$ an den Ecken der Platte bei $y = 0.5\text{ m}$ und $z = 0.28\text{ m}$ auf. Es zeigt sich ein ganz anderes Bild als im Fall 1, wo die maximale Feldstärke entlang der horizontalen Kante bei $z = 0.28\text{ m}$ auftrat. Die weiteren Maxima ergeben sich wieder entlang der Kanten der Platte.

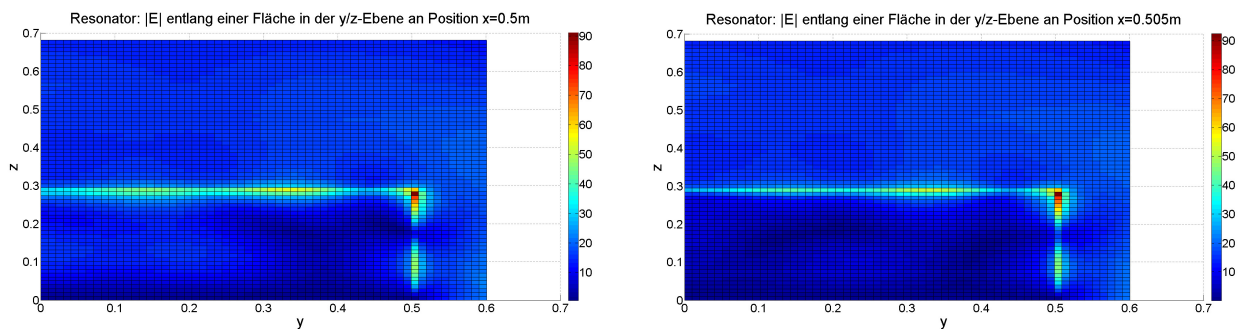


Abbildung 68: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang einer Fläche 1 mm vor und nach der Metallplatte für die Frequenz $f_{res,2}$.

Postprocessing der Ergebnisse aus der FEM-Simulation

	$f_{res,1}$	$f_{res,2}$
Z	$(182.81 + j70.93)\Omega$	$(72.85 + j28.40)\Omega$
$ Z $	$196.09\ \Omega$	$78.19\ \Omega$
P_{rad}	$1.111\ \text{W}$	$2.189\ \text{W}$
W_{mag}	$4.85 \cdot 10^{-9}\ \text{Ws}$	$6.82 \cdot 10^{-9}\ \text{Ws}$
W_{el}	$4.82 \cdot 10^{-9}\ \text{Ws}$	$6.75 \cdot 10^{-9}\ \text{Ws}$
P_{verl}	$1.06 \cdot 10^{-3}\ \text{W}$	$1.47 \cdot 10^{-3}\ \text{W}$
D_{max}	3.40	4.77

Tabelle 9: Berechnete Werte aus dem Postprocessing für die Resonanzfrequenzen.

Die berechneten Kenngrößen für die Simulationsmodelle sind in Tabelle 9 angegeben. Aufgrund der geänderten Frequenzen sowie der leicht abweichenden Speißspannungen U ergeben

sich leichte Unsicherheiten in den berechneten Werten. Betrachtet man die Impedanzen so zeigt das Modell bei $f_{res,1}$ einen sehr hohen Realteil im Vergleich zum Modell mit der Resonanzfrequenz $f_{res,2}$. Während hingegen der Imaginärteil bei der Frequenz $f_{res,2}$ deutlich kleiner ist als im Fall $f_{res,1}$.

Ein deutlicher Unterschied lässt sich auch in der abgestrahlten Leistung P_{rad} erkennen, welche für das Modell im Fall 2 wesentlich höher ist als im Fall 1.

Vergleicht man die Werte für die elektrische und magnetische Energie sowie die Impedanz für die Resonanzfrequenz $f_{res,2}$ mit den Werten des Ausgangsmodell aus Abschnitt 5.2 Tabelle 2 können Resonanzerscheinungen festgestellt werden. Die höheren Energien sowie der geringe Imaginärteil deuten auf einen Resonanzfall hin.

Vergleicht man hingegen die Werte für die Resonanzfrequenz $f_{res,1}$ mit dem Ausgangsmodell zeigen sich keine erhöhten Energien oder ein stark abweichender Imaginärteil, jedoch sind diese Größen im Fernfeld also nahe dem fernen Rand ermittelt worden. Betrachtet man die Feldbilder aus Abbildung 61 zeigen sich große Feldstärken im Nahfeld der Antenne sowie zwischen den Platten, dabei wird weniger Energie aus dem offenen Resonator abgestrahlt. Dies zeigt auch die geringe abgestrahlte Leistung P_{rad} aus Tabelle 9 welche unterhalb jener des Ausgangsmodells aus Abschnitt 5.2 liegt.

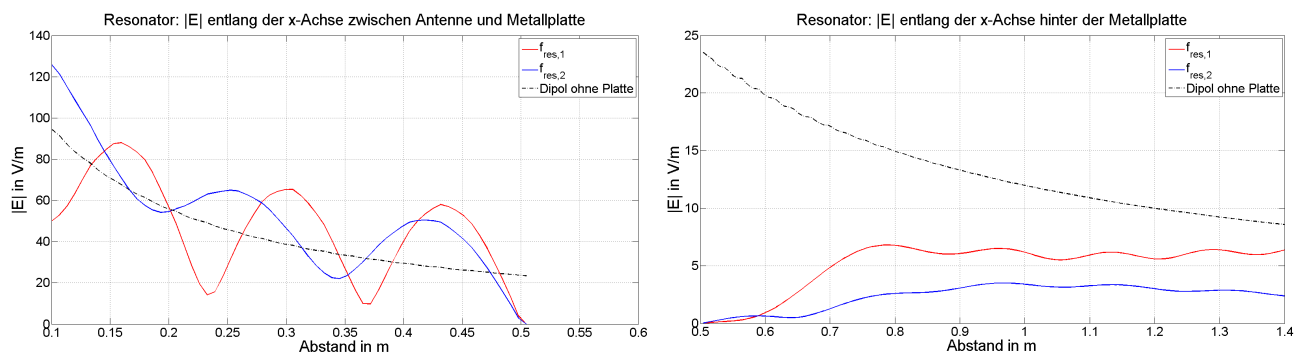


Abbildung 69: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der x-Achse vor und nach der Metallplatte für die Resonanzfrequenzen.

In den Diagrammen aus Abbildung 69 ist der Betrag des elektrischen Felds entlang der x-Achse vor und nach der Metallplatte dargestellt. Im linken Diagramm, zwischen Dipolantenne und Platte, zeigen sich unterschiedliche Verläufe für den Betrag des \mathbf{E} -Felds für die beiden untersuchten Resonanzfrequenzen. Für den Fall $f_{res,1}$ zeigen sich, im Vergleich zum Fall $f_{res,2}$ verschobene Wellenberge, welche auch in den Feldbildern aus Abbildung 61 und 65 entlang der x-Achse erkennbar sind.

Im rechten Diagramm sind die Feldverläufe hinter der Metallplatte, im abgeschirmten Bereich der Dipolantenne dargestellt. In beiden Fällen zeigt sich, dass die Feldstärken kurz hinter der Platte wieder ansteigen. Im Fall $f_{res,1}$ steigt der Betrag des \mathbf{E} -Felds bereits nach ca. 10 cm wieder an und im Fall $f_{res,2}$ beginnt das Feld nach ca. 15 cm nach der Platte wieder anzusteigen. Dabei steigt die Feldstärke für den Fall 1 auf einen höheren Betrag an als für den Fall 2.

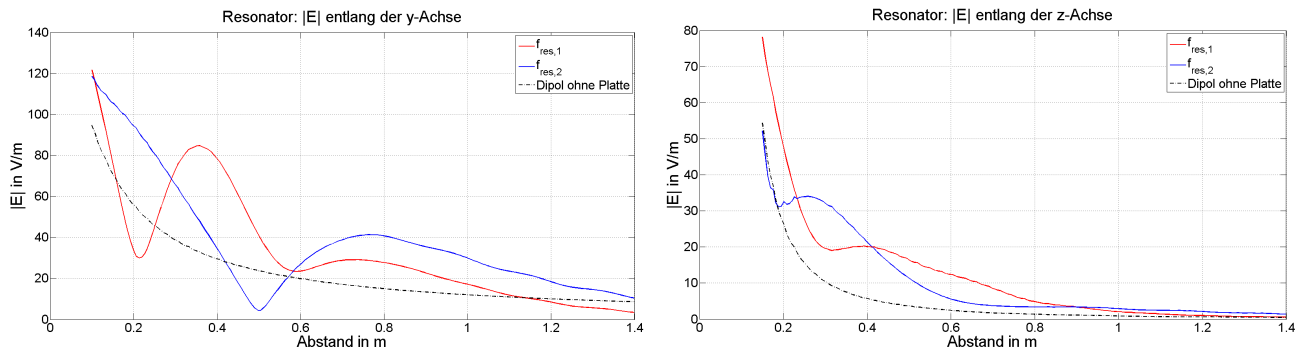


Abbildung 70: Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y -Achse (links) und der z -Achse (rechts) für die Resonanzfrequenzen.

Abbildung 70 stellt den Betrag des \mathbf{E} -Felds entlang der y -Achse (links) sowie der z -Achse (rechts) dar. Im linken Diagramm verschwindet die elektrische Feldkomponente für die Resonanzfrequenz $f_{res,2}$ beinahe vollständig um $y = 0.5\text{ m}$, was auch in den Feldbildern aus Abbildung 65 erkennbar ist. Weiters sind auch hier die Wellenberge für den Fall $f_{res,1}$ verschoben bzw. tritt ein zusätzliches Maximum bei $y = 0.35\text{ m}$ auf.

Die Feldverläufe der elektrischen Feldstärke entlang der z -Achse sind für beide simulierten Resonanzfrequenzen im rechten Diagramm dargestellt. Für den Fall 2 liegt der Betrag der elektrischen Feldstärke über den gesamten dargestellten Bereich oberhalb des Basismodells ohne Metallplatte.

7 Diskussion und Ausblick

Bei den durchgeführten Simulation konnten einige Effekte beobachtet und Zusammenhänge festgestellt werden.

Dies Beobachtungen sind in den folgenden Punkten kurz zusammengefasst:

- Die Materialparameter μ_r und σ_{Fe} der Platte haben nur einen sehr geringen Einfluss auf die Simulationsergebnisse.
- Die Dicke der Platte zeigt vernachlässigbare Auswirkungen im Hinblick auf das Abschirmverhalten solange die Eindringtiefe nicht erreicht wird d.h. $\delta \ll d$.
- Die Berechnung der auftretenden Verluste ist sehr stark von der Diskretisierung der Platte abhängig. Dies ist speziell der sehr geringen Eindringtiefe geschuldet.
- Der Betrag der Stromdichte \mathbf{J} entlang der Plattenoberfläche ist ebenfalls sehr stark von der Diskretisierung der Platte abhängig.
- Auch bei einem offenen Resonator kommt es zu Resonanzerscheinungen, welche die Feldverteilung, die auftretenden Energien sowie die Richtcharakteristik maßgeblich beeinflussen.
- Wie in Abschnitt 5.5 gezeigt wurde können durch kleine Änderungen der Geometrie, in diesem Beispiel die Veränderung des Abstands dx zur Antenne, ebenfalls Resonanzfälle entstehen.
- Ist man nicht an den Verlusten auf der Platte interessiert, kann die Problemstellung auch mit PECs modelliert werden, ohne große Fehler in den Simulationsergebnissen zu machen. Jedoch kann dadurch erheblich an Rechenleistung eingespart werden.
- Werden Schlitze in die Platte eingebracht kommt es, im Hinblick auf das Abschirmverhalten, sehr stark auf die Orientierung der Schlitze relativ zu den einfallenden Feldern und den sich ausbilden Stromdichten auf der Platte an.
- Die abgestrahlte Leistung P_{rad} ist bei den Modellen, welche keinen Resonanzeffekte zeigen, nahezu identisch. Sie wird jedoch je nach geometrischem Aufbau in unterschiedliche Raumrichtungen abgestrahlt.

Anhand einfacher Simulationsmodelle konnten grobe qualitative Aussagen über das Abschirmverhalten sowie beobachtbare Effekte getroffen werden. Diese Arbeit soll einen Überblick sowie einen ersten Eindruck liefern und kann als Grundlage für weiter Untersuchungen verwendet werden.

Literatur

- [1] C.A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. WILEY Interscience. 2005.
- [2] Paul Baumgartner. *Untersuchungen des Frequenzverhaltens einfacher Antennenstrukturen: Ein Vergleich von analytischen und FEM-basierenden Lösungen*. Masterarbeit. 2016.
- [3] O. Biro. *Simulation of time-dependent fields*. Vorlesungsskript.
- [4] O. Biro. *Theorie der Elektrotechnik*. Vorlesungsskript.
- [5] David J. Griffiths. *Elektrodynamik*. 3. Auflage.
- [6] Klaus W. Kark. *Antennen und Strahlungsfelder*. 5. Auflage.
- [7] Frank Gustrau Holger Kellerbauer. *Elektromagnetische Verträglichkeit*. 2015.
- [8] Günther Lehner. *Elektromagnetische Feldtheorie für Ingenieure und Physiker*. 8. Auflage.
- [9] Salvatore Celozzi Rodolpfo Araneo Giampiero Lovat. *IEEE Electromagnetic Shielding*. 2008.